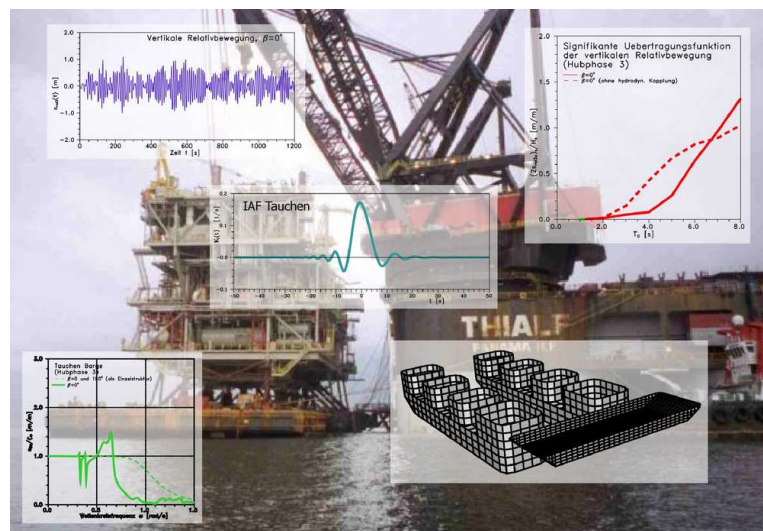


# Hydrodynamisch gekoppelte Mehrkörpersysteme im Seegang

## Bewegungssimulationen im Frequenz- und Zeitbereich

Katja Jacobsen



Technische Universität Berlin 2005  
D83



# **Hydrodynamisch gekoppelte Mehrkörpersysteme im Seegang Bewegungssimulationen im Frequenz- und Zeitbereich**

Von der Fakultät V  
- Verkehrs- und Maschinensysteme -  
der Technischen Universität Berlin

zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Ingenieurwissenschaften  
- Dr.-Ing. -  
genehmigte Dissertation

vorgelegt von  
Dipl.-Ing. Katja Jacobsen

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Paul Uwe Thamsen  
Berichter: Prof. Dr.-Ing. Günther F. Clauss  
Prof. Dr.-Ing. Lothar Birk

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 4. März 2005

Technische Universität Berlin 2005  
D83



## **Vorwort**

An erster Stelle möchte ich meinem Vater, Andreas Stutz, danken. Er hat mich mit einer nicht ernst gemeinten Bemerkung auf einen Kurs gebracht, der mich zum Studium der Schiffs- und Meerestechnik nach Berlin und nun sogar zur Promotion geführt hat.

Für die fachliche Betreuung gebührt mein ganz besonderer Dank Prof. Dr.-Ing. Günther Clauss. Mit seiner Begeisterung hat er mein Interesse an der Meerestechnik nachhaltig geweckt. In den langen Jahren der Zusammenarbeit hat er mir mit seiner immerwährenden Bereitschaft zur Diskussion, seinem Interesse an den Ergebnissen und vorallem seinen Erfahrungen und Ratschlägen immer wieder das Ziel gezeigt und den eingeschlagenen Kurs begründet. Nicht zuletzt habe ich es seinem Vertrauen in meine Fähigkeiten zu verdanken, dass ich die nötige Motivation zur Überwindung der Schwierigkeiten und Hindernisse auf diesem Weg aufgebracht habe.

Mein herzlichster Dank gilt auch Prof. Dr.-Ing. Lothar Birk von der University of New Orleans, USA. Ohne zu zögern hat er sich bereit erklärt, die weite Reise zu machen, um den Promotionsausschuss zu vervollständigen. Trotz ununterbrochener massiver Arbeitsüberlastung hat er sich immer die Zeit genommen, sich mit Problemen auseinanderzusetzen. Mit seiner Fähigkeit, auch die schwierigsten Sachverhalte leicht verständlich zu erklären, hat er mir mit Rat und Tat zur Seite gestanden. Neben seiner fachlichen Unterstützung möchte ich mich auch ganz besonders für die wundervolle Freundschaft, die er und seine Frau Carola mir entgegenbringen, bedanken.

All meinen Kollegen und Freunden von der Schiffs- und Meerestechnik auf dem Severingelände möchte ich für ihre Diskussionsbereitschaft, für die unzähligen Ratschläge und vor allem für das soziale Fundament danken. All diese Komponenten haben dazu beigetragen, dass die Arbeit nicht nur Arbeit, sondern auch ein Vergnügen war. Und an alle, die mich am 4. März begleitet, mich mental unterstützt und mit mir meine Freude am Erfolg geteilt haben, ein ganz herzliches Danke.

Meinen Eltern, Verena und Andreas Stutz sowie meiner Schwester Sibylle Stutz möchte ich für den Rückhalt, den ich mein ganzes Leben über genossen habe, danken. Durch das uneingeschränkte Vertrauen, das sie mir und all meinen Unternehmungen entgegen bringen, haben sie wesentlich dazu beigetragen, dass aus mir der Mensch geworden ist, der ich bin.

Zum Schluss möchte ich von ganzem Herzen meinem Ehemann Sören Jacobsen danken. Durch die Liebe, die er in mein Leben gebracht hat, habe ich in meinen Heimathafen gefunden. Mit viel Fürsorglichkeit, Geduld und Anteilnahme hat er mich auf dem Weg zur Promotion unterstützt und dafür gesorgt, dass sich die Mühen viel leichter ertragen liessen. Deshalb ist diese Arbeit ihm gewidmet.



## Zusammenfassung

Operationen im Offshorebereich wie die Installation oder Demontage von Plattformen erfordern in der Regel die Beteiligung von mehreren Strukturen, die sich in unmittelbarer Nachbarschaft befinden. Die durch den Seegang angeregten Bewegungen erfahren durch die Anwesenheit der Nachbarstrukturen erhebliche Änderungen. Diese Wechselwirkung zwischen den Strukturen wird hydrodynamische Kopplung genannt. Sie werden durch die Diffraktions- und Radiationswellenfelder verursacht, die sich dem einfallenden Wellenfeld überlagern. Diese Wellenfelder, die zusätzlich zum Initialwellenfeld auf die Nachbarstrukturen treffen, regen zu einem Bewegungsverhalten an, dass sich deutlich von dem der Einzelstrukturen (also keine weiteren Strukturen in der Nähe) unterscheidet. Je nachdem, ob die Wellenfelder in Phase oder gegenphasig aufeinandertreffen, verstärken oder verringern sich die Bewegungen.

Bisherige Ansätze zur Berechnung des Bewegungsverhaltens von Mehrkörpersystemen sind auf den Frequenzbereich beschränkt. Die resultierenden Übertragungsfunktionen drücken Betrag und Phase bezüglich der erregenden harmonischen Welle aus. Über eine Spektralanalyse werden die Bewegungen der Strukturen (die Starrkörper- und die Relativbewegungen zwischen ihnen) im natürlichen Seegang in Form eines Antwortspektrums ermittelt. Daraus lässt sich ein Mittelwert für die signifikante Doppelamplitude der Bewegung bestimmen. Dieser ist die Grundlage für die Entscheidung, ob die geplante Operation durchgeführt werden kann. Die stetig steigenden Anforderungen an die Systeme in Bezug auf Sicherheit und Wirtschaftlichkeit verlangen nach immer genaueren Methoden zur Bestimmung der Einsatzgrenzen, um Sicherheitsmargen zu verkleinern und Ausfallzeiten eines Systems zu verringern. Dafür werden jedoch Methoden benötigt, welche die zu erwartenden Bewegungen schnell und genau berechnen, um zum Beispiel vor Ort bei grenzwertigen Bedingungen entscheiden zu können, ob eine geplante Operation durchgeführt werden kann. Frequenzbereichsanalysen sind zwar schnell und effizient, aber nicht in der Lage, eine Kausalität zwischen Ursache und Wirkung herzustellen. Dies kann nur mit Zeitbereichsanalysen erreicht werden.

Die vorliegende Arbeit stellt ein Verfahren vor, mit dem Frequenzbereichsergebnisse in den Zeitbereich transformiert werden können. Die im Frequenzbereich berechneten Übertragungsfunktionen der Bewegungen werden mittels Fouriertransformation in Impulsantwortfunktionen umgewandelt. Impulsantwortfunktionen sind die Antworten eines Systems auf eine impulsartige Erregung im Zeitbereich. Mit der Impulsantwortfunktion kann die Strukturantwort in jedem beliebigen Seegang durch Faltung bestimmt werden. Diese Vorgehensweise gehört in anderen Ingenieursgebieten zu den Standardverfahren. Sie hat sich aber in der Schiffs- und Meerestechnik bisher nicht durchsetzen können, obwohl sie im Vergleich zu Zeitschrittverfahren schneller und effizienter zu Ergebnissen kommt. Der wichtigste Vorteil der hier entwickelten Methode ist die Möglichkeit, den Einfluss der hydrodynamischen Kopplung von Mehrkörpersystemen sowie die *memory effects*, die den Einfluss der Vergangenheit beschreiben, berücksichtigen zu können.

Das Verfahren wird am Beispiel eines Schwimmkranes und einer Transportbarge vorgestellt. Der Schwimmkran, ein Halbtaucher, ist mit einer Hubkapazität von 14200t der weltweit Grösste. Mit derartigen Schwimmkranen ist es möglich, komplette Module wie zum Beispiel das Deck einer Plattform in einem Hub auf die Unterstruktur zu setzen. Dies erspart ein kostenintensives Zusammensetzen von kleineren Einzelteilen. Solche schweren Hübe stellen jedoch hohe Anforderungen an die beteiligten Strukturen. Die gesamte Operation muss im Vorfeld äusserst sorgfältig untersucht werden. Die für die Untersuchungen verwendete Barge entspricht in den Abmessungen einer grossen Barge, wie sie in der Offshoreindustrie für den Transport von schweren oder grossen Lasten eingesetzt wird. Sie hat

eine typisch kistenförmige Geometrie.

Für die Huboperation einer 10000t schweren Last sind ausführliche Frequenzbereichsanalysen durchgeführt worden, um das Verhalten des Mehrkörpersystems in harmonischen Wellen zu bestimmen. Das Verhalten im natürlichen Seegang wird mittels Spektralanalyse aus dem Seegangsspektrum und der quadrierten Übertragungsfunktion ermittelt. Aus dem resultierenden Antwortspektrum gewinnt man sowohl die signifikante Doppelamplitude als auch die Zero-upcrossing Periode der Antwort. Beide Werte sind statistische Grössen anhand derer eine maximale Doppelamplitude während eines gegebenen Zeitintervalles geschätzt werden kann. Die signifikante Übertragungsfunktion als Funktion der Zero-upcrossing Periode gewinnt man aus den signifikanten Doppelamplituden, die sich aus den Antwortspektren für Seegänge verschiedener Zero-upcrossing Perioden ergeben. Sie ist auf die signifikante Wellenhöhe normiert und beschreibt somit das Bewegungsverhalten in beliebigen Seegängen. Auf der Grundlage der signifikanten Übertragungsfunktion werden Einsatzgrenzen eines Systems bestimmt.

Durch die anschliessende Anwendung des entwickelten Verfahrens werden die Strukturantworten, bzw. die kritischen Relativbewegungen im Zeitbereich bestimmt. Die statistischen Ergebnisse aus der Frequenzbereichsanalyse werden in natürlichen Seegängen langer Dauer überprüft. Tatsächlich ergeben sich sowohl für signifikante als auch maximale Doppelamplituden im Zeitbereich Werte, die unterhalb der Ergebnisse aus dem Frequenzbereich liegen. Eine weitere wichtige Erkenntnis ergibt sich aus den Simulationen: die maximalen Bewegungen sind nicht unbedingt mit den maximalen Wellen gekoppelt. Sie können in einem Wellenverlauf auftreten, der durch geringere Wellenhöhen gekennzeichnet ist. Um den Einfluss des Wellenverlaufs auf die Strukturantworten näher zu untersuchen, sind Simulationen in Extremwellen durchgeführt worden. Die Wirkung einer Extremwelle wird zuerst isoliert betrachtet, indem das Mehrkörpersystem einem transienten Wellenpaket im Konzentrationspunkt ausgesetzt wird. Danach wird das Wellenpaket in einen irregulären Seegang eingebettet. Solange das Wellenpaket hauptsächlich höhere Frequenzen, d.h. keine Resonanzfrequenzen, beinhaltet, scheint es völlig ungefährlich zu sein. Erst mit Komponenten aus dem Resonanzbereich ergeben sich Extremwellen, welche die Strukturen zu überproportionalen Bewegungen anregen.

Zusammenfassend ergibt sich, dass Frequenzbereichsanalysen nach wie vor Relevanz für die Bestimmung der Einsatzgrenzen von Offshore-Operationen haben. Die steigenden Sicherheitsanforderungen und Wirtschaftlichkeitsüberlegungen machen es aber unabdingbar, das Verhalten von Strukturen im Detail, also im Zeitbereich im deterministischen Seegang zu kennen. Mit dem entwickelten Ansatz eröffnet sich eine Möglichkeit, die Kette zwischen Ursache (Seegang) und Wirkung (Kräfte) deterministisch zu erfassen. Somit stellt das Verfahren einen Fortschritt für die Planung der Durchführbarkeit dar. Es erlaubt Einblicke in den Ablauf von Operationen und kann für Einsatzentscheidungen vor Ort überaus hilfreich sein und trägt damit zur Verbesserung der Sicherheit und Wirtschaftlichkeit von Offshore-Einsätzen bei.



---

**Inhaltsverzeichnis**

<b>Vorwort</b>	<b>i</b>
<b>Zusammenfassung</b>	<b>iii</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>vii</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>xi</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Mehrkörpersystem: Schwimmkran und Barge</b>	<b>7</b>
<b>3 Theoretische Grundlagen</b>	<b>11</b>
3.1 Randwertproblem . . . . .	12
3.2 Hydrodynamische Analyse . . . . .	16
3.3 Spektralanalyse - Einsatzgrenzen und Ausfallzeit . . . . .	17
3.4 Ermittlung von Maximalwerten . . . . .	19
3.5 Transformation in den Zeitbereich . . . . .	27
<b>4 Ergebnisse im Frequenzbereich</b>	<b>33</b>
4.1 Übertragungsfunktionen der Relativbewegungen . . . . .	33
4.2 Einsatzgrenzen . . . . .	48
<b>5 Ergebnisse im Zeitbereich</b>	<b>55</b>
5.1 Vorbereitung der Frequenzbereichsergebnisse (Postprocessing) . . . . .	55
5.2 Verifizierung des Transformationsverfahrens $F2T+$ . . . . .	56
5.3 Bewegungssimulationen im Zeitbereich . . . . .	59
5.3.1 Bewegungsverhalten im natürlichen Seegang . . . . .	59
5.3.2 Detailanalysen des Bewegungsverhaltens . . . . .	65
5.3.3 Bewegungsverhalten in Extremwellenereignissen . . . . .	67
5.4 Zusammenhang von Wellen- und Bewegungsverlauf . . . . .	77
<b>6 Schlussfolgerungen</b>	<b>83</b>
<b>Nomenklatur</b>	<b>86</b>
<b>Literatur</b>	<b>89</b>



## Abbildungsverzeichnis

1	Kranhalbtaucher <i>Thialf</i> von Heerema Marine Contractors und eine Transportbarge während der Installation eines Deckmoduls. . . . .	1
2	Darstellung von Seegang und resultierender Strukturantwort im Frequenz- und Zeitbereich sowie die Methoden für den Übergang von einem Bereich in den anderen. . .	3
3	Schematische Darstellung der drei untersuchten Phasen von Huboperationen. Die Masse der beträgt 10000t, die Ballastmenge des Rapid-Ballast Systems 20000t. . . .	8
4	Schematische Darstellung eines Mehrkörpersystems im Wellenfeld, resultierend aus der Überlagerung von Initial- und Diffraktionswellenfeld sowie den Radiationswellenfeldern der einzelnen Strukturen. Das Strömungsgebiet ist durch den Meeresboden, die freie Flüssigkeitsoberfläche, den Rand im Unendlichen sowie die Körperoberfläche begrenzt. . . . .	14
5	Seegangsregistrierung $\zeta(t)$ als Zufallsprozess ( $H_s = 1\text{m}$ ) und zugehörige Rayleighverteilung der Wellenhöhen $\phi_R(H)$ sowie Verteilungsfunktion $\Phi_R(H)$ und Überschreitungswahrscheinlichkeit $P(H > H_1)$ . . . . .	21
6	Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der maximalen Wellenhöhe in Abhängigkeit der Anzahl Registrierungen $N_w = 1, 10, 1000$ und $10^5$ ( $N_w = 1$ entspricht der ursprünglichen Rayleighverteilung der Wellenhöhen) sowie die daraus resultierende Wahrscheinlichkeitsverteilung der maximalen Wellenhöhen. . . . .	23
7	Näherungen für die erwartete maximale Wellenhöhe (mit der signifikanten Wellenhöhe $H_s$ normiert) in Abhängigkeit der Anzahl Wellen. . . . .	27
8	Schematische Darstellung der Beziehung von Rechteckimpuls und Impulsantwort eines Systems. . . . .	29
9	$F2T+$ : Transformation von Frequenzbereichsergebnissen in den Zeitbereich. Die (komplexen) Übertragungsfunktionen werden mittels Fouriertransformation in Impulsantwortfunktionen umgewandelt (F2T), welche die Grundlage für die Ermittlung der Strukturantworten in beliebigen Wellenzügen bilden. . . . .	30
10	Diskretisierung des Kranhalbtauchers (1024 Panel) und der Transportbarge (1086 Panel für die erste Hubphase) sowie Definition der Welleneinfallswinkel $\beta$ . . . . .	33
11	Übertragungsfunktionen der Tauchbewegung des Kranhalbtauchers während der ersten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel $\beta = 0^\circ, 90^\circ$ und $180^\circ$ . . . . .	35
12	Übertragungsfunktionen der Stampfbewegung des Kranhalbtauchers während der ersten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel $\beta = 0^\circ, 90^\circ$ und $180^\circ$ . . . . .	36
13	Übertragungsfunktionen der Tauchbewegung der Barge während der ersten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel $\beta = 0^\circ, 90^\circ$ und $180^\circ$ . Zum Vergleich die Tauchübertragungsfunktionen der Barge als Einzelstruktur (ohne hydrodynamische Kopplung). . . . .	37
14	Übertragungsfunktionen der Tauchbewegung des starr gekoppelten Mehrkörpersystems während der zweiten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel $\beta = 0^\circ, 90^\circ$ und $180^\circ$ . Wegen der starren Kopplung sind keine Übertragungsfunktionen der Einzelstrukturen dargestellt. . . . .	38

15	Übertragungsfunktionen der Stampfbewegung des starr gekoppelten Mehrkörpersystems während der zweiten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel $\beta = 0^\circ, 90^\circ$ und $180^\circ$ . Wegen der starren Kopplung sind keine Übertragungsfunktionen der Einzelstrukturen dargestellt. . . . .	39
16	Übertragungsfunktionen der Tauchbewegung des Kranhalbtauchers während der dritten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel $\beta = 0^\circ, 90^\circ$ und $180^\circ$ . . . . .	40
17	Übertragungsfunktionen der Stampfbewegung des Kranhalbtauchers während der dritten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel $\beta = 0^\circ, 90^\circ$ und $180^\circ$ . . . . .	41
18	Übertragungsfunktionen der Tauchbewegung der Barge während der dritten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel $\beta = 0^\circ, 90^\circ$ und $180^\circ$ . Zum Vergleich die Tauchübertragungsfunktionen der Barge als Einzelstruktur (ohne hydrodynamische Kopplung). . . . .	42
19	Wellenbilder um die (querliegende) Barge als Einzelstruktur sowie um das Mehrkörpersystem in zwei Welleneinfallswinkeln ( $\beta = 0^\circ$ und $180^\circ$ ) in einer harmonischen Welle der Frequenz $\omega = 0.8\text{rad/s}$ zu 5 verschiedenen Zeitpunkten innerhalb der Wellenperiode. . . . .	43
20	Für die Relativbewegung relevante Tauch- und Stampfbewegung des Halbtauchers, die zu der vertikalen Krannockbewegung führen sowie die vertikale Bargebewegung. . . . .	45
21	Übertragungsfunktionen der vertikalen Relativbewegungen während der ersten Hubphase (siehe Abb. 3) für Welleneinfallswinkel von $\beta = 0, 90$ und $180^\circ$ . Zum Vergleich die Relativbewegungen, die sich bei Vernachlässigung der hydrodynamischen Kopplung ergeben (gestrichelte Kurven). . . . .	46
22	Übertragungsfunktionen der vertikalen Bargebewegungen während der zweiten Hubphase (siehe Abb. 3) für Welleneinfallswinkel von $\beta = 0, 90$ und $180^\circ$ . Zum Vergleich die Relativbewegungen, die sich bei Vernachlässigung der hydrodynamischen Kopplung ergeben (gestrichelte Kurven). . . . .	47
23	Übertragungsfunktionen der Vertikalen Relativbewegungen während der dritten Hubphase (siehe Abb. 3) für Welleneinfallswinkel von $\beta = 0, 90$ und $180^\circ$ . Zum Vergleich die Relativbewegungen die sich bei Vernachlässigung der hydrodynamischen Kopplung ergeben (gestrichelte Kurven). . . . .	48
24	Signifikante Übertragungsfunktionen der vertikalen Relativbewegungen für drei Welleneinfallswinkel während der ersten Hubphase mit und ohne hydrodynamische Kopplung. . . . .	49
25	Signifikante Übertragungsfunktionen der Vertikalbewegungen der Barge für drei Welleneinfallswinkel während der zweiten Hubphase mit und ohne hydrodynamische Kopplung. . . . .	50
26	Signifikante Übertragungsfunktionen der vertikalen Relativbewegungen für drei Welleneinfallswinkel während der dritten Hubphase mit und ohne hydrodynamische Kopplung. . . . .	51
27	Mit unterschiedlichen Frequenzschrittweiten berechnete bzw. interpolierte Übertragungsfunktionen und daraus resultierende Impulsantwortfunktionen. . . . .	56

28	<i>F2T+</i> und TiMIT: Vergleich von Radiationsimpulsantwortfunktionen für Bewegungen in $z$ -Richtung bzw. Rotation um $y$ -Achse. . . . .	56
29	<i>F2T+</i> und TiMIT: Vergleich von Tauch- und Stampfbewegungen des Halbtauchers sowie Tauchbewegung der querliegenden Barge im natürlichem Seegang. . . . .	57
30	Verifizierung der von <i>F2T+</i> berechneten Bewegungsamplituden in harmonischen Wellen mit den von WAMIT bestimmten Beträgen der Übertragungsfunktionen für die Strukturen im Mehrkörpersystem während der dritten Hubphase. Die Frequenzachse ist wegen der Grössenverhältnisse geteilt, deshalb ergeben sich unterschiedliche Skalen der Beträge. . . . .	58
31	Erster natürlicher Seegang mit signifikanten Wellenhöhe von $H_s = 0.5\text{m}$ , Zero-upcrossing Periode von $T_0 = 2.5\text{s}$ und $N_w = 1000$ Wellen sowie die resultierenden Relativbewegungen während allen drei Hubphasen. . . . .	60
32	Zweiter natürlicher Seegang mit $N_w = 1000$ Wellen, einer signifikanten Wellenhöhe von $H_s = 2.0\text{m}$ und einer Zero-upcrossing Periode von $T_0 = 5.0\text{s}$ . . . . .	61
33	Ausschnitt aus dem zweiten natürlichen Seegang mit zugehöriger Tauch- und Stampfbewegungen des Halbtauchers, Tauchbewegung der Barge sowie resultierender Relativbewegung. . . . .	62
34	Ausschnitte aus dem zweiten natürlichen Seegang und den dazugehörigen vertikalen Relativbewegungen für die dritte Hubphase. Markiert sind drei Zeitintervalle von 100s, die gesondert untersucht werden. . . . .	63
35	Vertikale Relativbewegungen aus den Einzelstrukturen bei Vernachlässigung der hydrodynamischen Kopplung (blau) und vergleichend die Relativbewegungen im Mehrkörpersystem (rot) für die dritte Hubphase und $\beta = 0^\circ$ unter der erregenden Wellensequenz ( $H_s = 2\text{m}$ , $T_0 = 5\text{s}$ ). . . . .	64
36	Ausschnitte der Registrierungen von jeweils 100s Dauer. Links: Die geringsten resultierenden Bewegungen in der gesamten Sequenz. Rechts: Die grössten resultierenden Bewegungen. . . . .	66
37	Links: 100s-Wellensequenz mit der maximalen Wellenhöhe (Abb. 34) der gesamten Sequenz und die daraus resultierende Vertikalbewegungen. Rechts: Resultierende Vertikalbewegungen in einer Extremwelle. . . . .	67
38	Irregulärer Seegang, charakterisiert durch $T_0 = 7.5\text{s}$ und $H_s = 1.8\text{m}$ und ein Wellenpaket mit Konzentrationspunkt bei $t = 200\text{s}$ mit einer Peakhöhe von $H_{max,WP1} = 5.5\text{m}$ sowie die dazugehörigen Bewegungen von Kranhalbtaucher, Barge und Relativbewegungen während der dritten Hubphase. . . . .	68
39	Irregulärer Seegang mit eingebetteten Wellenpaket 1 ( $H_{max} = 4.5\text{m}$ ) und resultierende Tauch- und Stampfbewegungen des Halbtauchers, Tauchbewegung der Barge sowie die vertikale Relativbewegung während der dritten Hubphase. . . . .	69
40	Irregulärer Seegang, charakterisiert durch $T_0 = 7.5\text{s}$ und $H_s = 1.8\text{m}$ und ein Wellenpaket mit Konzentrationspunkt bei $t = 86.5\text{s}$ (Wellenpaket 2) mit einer Peakhöhe von $H_{max,WP2} = 5.5\text{m}$ sowie die dazugehörigen Bewegungen von Kranhalbtaucher, Barge und Relativbewegungen während der dritten Hubphase. . . . .	71

41	Irregulärer Seegang mit eingebetteten Wellenpaket 2 ( $H_{max} = 8.44\text{m}$ ) und resultierende Tauch- und Stampfbewegungen des Halbtauchers, Tauchbewegung der Barge sowie die vertikale Relativbewegung während der dritten Hubphase. . . . .	72
42	Wellenpaket mit Konzentrationspunkt bei $t = 86.5\text{s}$ (Wellenpaket 4) mit einer Peakhöhe von $H_{max,WP4} = 5.5\text{m}$ , entstanden aus einem Pierson-Moskowitz Spektrum mit $H_s = 2\text{m}$ und $T_0 = 7.5\text{s}$ sowie die in diesem Wellenpaket entstehenden Bewegungen des Kranhalbtauchers, der Barge und der dazugehörigen Relativbewegungen während der dritten Hubphase. . . . .	74
43	Irregulärer Seegang mit eingebetteten Wellenpaketen 3 und 4 mit den entstehenden Tauch- und Stampfbewegungen des Halbtauchers, Tauchbewegungen der Barge sowie die resultierende vertikale Relativbewegung während der dritten Hubphase. . . .	75
44	Graphische Darstellung von Perioden- und Höhenverlauf in einer Welle. . . . .	78
45	Verlauf von lokaler Zero-upcrossing Periode und Höhe der Welle sowie der Antwort im zweiten natürlichen Seegang (Hubphase 3, $\beta = 0^\circ$ ) für die Tauchbewegung des Halbtauchers, der Barge und der resultierenden Relativbewegung. . . . .	79
46	Verlauf der lokalen Zero-upcrossing Perioden und Höhen von Welle und Relativbewegung für die Sequenzen mit den niedrigsten (links) und grössten Antworten (rechts), siehe auch Abb. 36. . . . .	80
47	Verlauf der lokalen Perioden und Höhen innerhalb der Wellenpakete 2 und 4 sowie der resultierenden Relativbewegungen (unvergrösserte Höhenverläufe). . . . .	80
48	Verlauf der lokalen Zero-upcrossing Perioden und Höhen innerhalb des irregulären Seegangs ohne Extremwelle sowie der resultierenden Relativbewegungen (Höhen sind unvergrössert). . . . .	81
49	Verlauf der lokalen Perioden und Höhen innerhalb des irregulären Seegangs mit eingebetteten Wellenpaketen 2 und 4 sowie der resultierenden Relativbewegungen (Höhen sind unvergrössert). . . . .	81

## Tabellenverzeichnis

1	Überschreitungswahrscheinlichkeit der maximalen Wellenhöhe in % in Abhängigkeit der Anzahl der Wellen $N_w$ . . . . .	24
2	Vergleich der maximalen Wellenhöhe nach der vielfach verwendeten Näherung, der wahrscheinlichsten maximalen Wellenhöhe, sowie dem Mittelwert der maximalen Wellenhöhe. . . . .	26
3	Frequenzbereich: signifikante Doppelamplituden sowie Zero-upcrossing Perioden der vertikalen Relativ- bzw. Bargebewegung für drei Hubphasen und drei Welleneinfallswinkel in einem durch ein Pierson-Moskowitz Spektrum definierten Seegang mit $H_s = 2\text{m}$ und $T_0 = 5\text{s}$ . . . . .	52
4	Erwartete maximale Doppelamplituden $(2s_{rel3H3})_{max}$ der vertikalen Relativbewegung (bzw. Bargebewegung) nach Gl. (64) für drei Hubphasen in drei Welleneinfallswinkeln in Abhängigkeit der Bewegungszyklen $N_A$ in 20 und 360 Wellen. . . . .	52
5	Signifikante und maximale Doppelamplituden der vertikalen Relativbewegung (bzw. Bargebewegung) im ersten natürlichen Seegang ( $H_s = 0.5\text{m}$ , $T_0 = 2.5\text{s}$ ). Zum Vergleich die Ergebnisse aus dem Frequenzbereich. . . . .	61
6	Signifikante und maximale Doppelamplituden der vertikalen Relativbewegung (bzw. Bargebewegung) im zweiten natürlichen Seegang ( $H_s = 2\text{m}$ , $T_0 = 5.0\text{s}$ ) in Wellen von $\beta = 0^\circ$ . Zum Vergleich die Ergebnisse aus dem Frequenzbereich. . . . .	63
7	Signifikante und maximale Doppelamplituden der Tauch- und Stampfbewegung des Kranhalbtauchers, der Tauchbewegung der Barge sowie der resultierenden Relativbewegung. Gegenüberstellung der Ergebnisse aus Zeit- und Frequenzbereich in Wellen von $\beta = 0^\circ$ während der dritten Hubphase im zweiten irregulären Seegang ( $H_s = 2\text{m}$ , $T_0 = 5\text{s}$ ), die ohne und mit hydrodynamischer Kopplung berechnet wurden. . . . .	65
8	Maximale Doppelamplituden der Tauch- und Stampfbewegung des Kranhalbtauchers, Tauchbewegung der Barge sowie der resultierenden vertikalen Relativbewegung während der dritten Hubphase in verschiedenen Wellensequenzen. . . . .	70
9	Verhältnis von maximaler Doppelamplitude der Relativbewegung zu verursachender maximaler Wellenhöhe im natürlichen Seegang, in den Wellenpaketen 1 und 2 sowie den im natürlichen Seegang eingebetteten Wellenpaketen. . . . .	73
10	Verhältnis von maximaler Doppelamplitude der Relativbewegung zu verursachender maximaler Wellenhöhe im natürlichen Seegang, in den Wellenpaketen 3 und 4 sowie den im natürlichen Seegang eingebetteten Wellenpaketen. . . . .	73
11	Gegenüberstellung der im Frequenzbereich für $N_A = 27$ ( $N_w = 40$ ), $N_A = 664$ ( $N_w = 1000$ ) sowie aus dem Verhältnis der maximalen zu signifikanten Wellenhöhe berechneten Maximalwerten mit der im Zeitbereich ermittelten maximalen Doppelamplitude der Relativbewegung. . . . .	76





## 1 Einleitung

An Offshoreoperationen, wie die Installation oder Demontage von Ölplattformen, sind in der Regel mehrere Strukturen beteiligt, die in dichter Nachbarschaft arbeiten müssen. In dieser Arbeit werden Verbünde von zwei und mehr unabhängig voneinander schwimmenden Strukturen als Mehrkörpersystem bezeichnet. Hierbei ist zu beachten, dass dieser Begriff eine sehr viel weitere Verwendung findet. Im strengen Sinne sind auch Halbtaucher oder Katamarane Mehrkörpersysteme, da sie mehr als eine die freie Flüssigkeitsoberfläche durchstossende Körperkomponente haben. Im Unterschied zu den hier untersuchten Mehrkörpersystemen handelt es sich aber um starr miteinander verbundene Strukturen. Auch die heutzutage intensiv untersuchten VLFS (Very Large Floating Systems) als Fundamente für neue Flughafenkonzepte, Landgewinnung und ähnliches sind Mehrkörpersysteme. Diese bestehen aus sehr vielen, regelmässig angeordneten Komponenten. Die Kräfte auf diese Strukturen und die resultierenden Bewegungen werden mit speziellen asymptotischen Approximationsverfahren ermittelt und werden daher in der vorliegenden Arbeit nicht berücksichtigt.

Abbildung 1 zeigt eine in der Offshoretechnik typische Konstellation eines Schwimmkranes und einer Transportbarge während der Installation eines Plattformdecks. Bei dem Schwimmkran handelt es sich um den Halbtaucher *Thialf*, der von Heerema Marine Contractors (HMC) betrieben wird. Diese grossen Schwimmkrane ermöglichen Huboperationen von kompletten Modulen, so dass das zeitaufwendige und kostspielige Zusammensetzen einzelner Modulteile auf See entfällt.

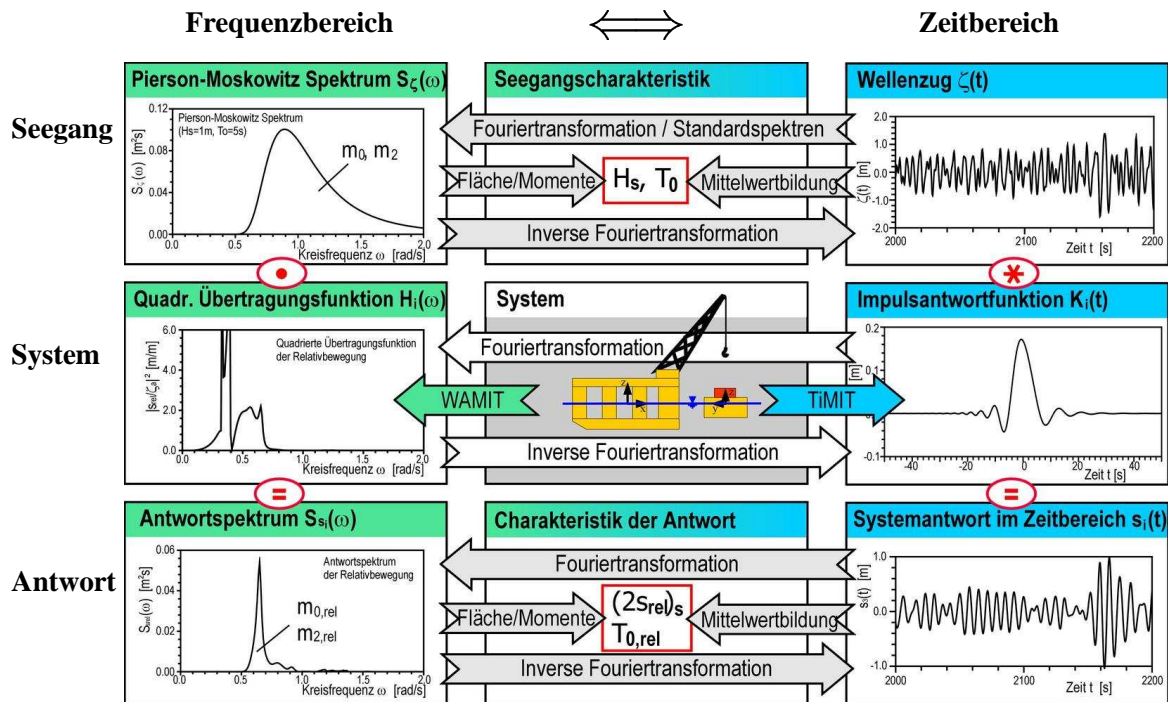


**Abb. 1.** Kranhalbtaucher *Thialf* von Heerema Marine Contractors und eine Transportbarge während der Installation eines Deckmoduls.

Eine einzelne Struktur wird in einem einfallenden Wellenfeld (Initialwellenfeld) zu Bewegungen angeregt. Diese Bewegungen verursachen ihrerseits Wellen, die vom Körper weglaufen, sogenannte Radiationswellen, die sich dem Initialwellenfeld als Störungen überlagern (siehe Abb. 4). Gleichzeitig werden die ankommenden Wellen an der Struktur gebeugt und reflektiert. Auch dieses Wellenfeld führt zu einer Störung des Initialwellenfeldes und wird als Diffraktionswellenfeld bezeichnet. Befin-

det sich nun eine zweite Struktur in der Nähe, wird diese nicht nur vom Initialwellenfeld, sondern auch von den an der ersten Struktur erzeugten Störungen beeinflusst. Gleichzeitig beeinflussen auch die Radiations- und Diffraktionswellenfelder der zweiten Struktur die erste. Diese Wechselwirkungen zwischen den Strukturen werden als hydrodynamische Kopplung bezeichnet. Das Bewegungsverhalten von Strukturen im Mehrkörpersystem weicht deutlich von dem Bewegungsverhalten der Einzelstrukturen ab. Wenn Relativbewegungen für die Durchführbarkeit einer Operation (beispielsweise Huboperationen wie in Abb. 1) massgeblich sind, darf die hydrodynamische Kopplung nicht vernachlässigt werden.

Erste Untersuchungen zu hydrodynamisch gekoppelten Mehrkörpersystemen sind Ende der sechziger Jahre an simplen Strukturen wie Kreiszyklindern mit 2-dimensionalen Streifenmethoden veröffentlicht worden. Ohkusu (1969) überführte die klassische Streifenmethode zur Beschreibung eines tauchenden Kreiszyklinders auf den Fall von zwei Kreiszyklindern für eine katamaranähnliche Konfiguration. Anfang der siebziger Jahre erweiterte er die Berechnungsmethode für drei Freiheitsgrade (quer, tauchen, rollen) der Strukturen und war damit in der Lage, die Wechselwirkungen zwischen zwei nebeneinanderliegenden Schiffen in seitlichem Seegang zu analysieren (Ohkusu, 1974). Nach wie vor verwendete er eine 2-dimensionale Streifenmethode und war daher auf die Analyse von schlanken Körpern beschränkt. Im Detail untersuchte er die hydrodynamische Kopplung eines Schiffes nahe einer sehr viel grösseren Struktur (Ohkusu, 1976). Im Wellenkanal durchgeführte Messungen bestätigten die Ergebnisse der Berechnungen, dass die auf das Schiff wirkenden Wellenkräfte erheblich ansteigen, wenn sich das Schiff auf der Wetterseite der Struktur befindet. Liegt das Schiff allerdings im Lee der Struktur, reduzieren sich die Kräfte im Vergleich zum isoliert untersuchten Schiff. Eine Variation des Abstandes der beiden Strukturen ergab, dass sich die Amplituden der Tauchbewegung nicht wesentlich ändern, aber die Resonanzstellen für steigende Distanzen zu kleineren Frequenzen wandern. van Oortmerssen (1979) wandte erstmalig die zu dieser Zeit neu entwickelte dreidimensionale Panelmethode (Faltinsen and Michelsen, 1974) an und erweiterte sie für die Analyse von Mehrkörpersystemen. Dies machte es möglich, Körper beliebiger Geometrie einzubeziehen. Allerdings konnten aufgrund der damaligen Computerkapazitäten nur Körper einfacher Geometrie mit wenigen Panels untersucht werden. Am Beispiel eines Kreiszyklinders und einer rechteckigen Box ähnlicher Verdrängung berechnete er die hydrodynamische Kopplung zwischen den Strukturen. Zur Berechnung stellte van Oortmerssen getrennte Bewegungsgleichungen für die einzelnen Körper auf. Diese enthielten, neben den hydrodynamischen Massen und Potentialdämpfungen der Einzelkörper, zusätzliche Koeffizienten zur Berücksichtigung der hydrodynamischen Wechselwirkungen zwischen den Strukturen. Diese Koeffizienten widerspiegeln die Änderungen der hydrodynamischen Massen und Potentialdämpfungen aufgrund des benachbarten Körpers. Die hydrodynamischen Koeffizienten zur Berücksichtigung der Wechselwirkungen zwischen den beiden Strukturen sind nicht, wie vorausgesetzt, symmetrisch. Diese irreführende Annahme wird durch die direkte Berechnung der hydrodynamischen Massen und Potentialdämpfungen aus den Radiationspotentialen behoben (Løken, 1981; Kokkinowrachos et al., 1986). Steigende Rechnerleistungen erlauben in den nachfolgenden Jahren die Analyse von geometrisch komplexeren Strukturen. Lee and Newman (1998) präsentieren Ergebnisse für ein Mobile Offshore Base, bestehend aus fünf grossen, gelenkig miteinander verbundenen Halbtauchern. Ende der neunziger Jahre verlagert sich der Schwerpunkt auf die Untersuchungen von VLFS, die durch sehr viele, regelmässig angeordnete, gleiche Strukturen einfacher Geometrie charakterisiert sind. Die Berechnung der erregenden Wellenkräfte erfolgt wegen der benötigten sehr grossen Anzahl Panels nicht mit direkten Methoden, sondern durch asymptotische Näherungsverfahren (Newman, 2001). Heutzutage konzentrieren sich die meisten Entwicklungen und Erweiterungen



**Abb. 2.** Darstellung von Seegang und resultierender Strukturantwort im Frequenz- und Zeitbereich sowie die Methoden für den Übergang von einem Bereich in den anderen.

hauptsächlich auf die Schnelligkeit und Genauigkeit der numerischen Lösungsmethoden (Newman and Lee, 2001).

All diesen Methoden ist gemeinsam, dass die Berechnungen der Wellenkräfte im Frequenzbereich erfolgen. Die resultierenden hydrodynamischen Koeffizienten, Wellenkräfte und Übertragungsfunktionen sind deutlich geprägt durch die hydrodynamischen Wechselwirkungen, die sich in regelmäßigen Wellen ergeben. Nun stellt sich aber die Frage nach ihren Auswirkungen im Zeitbereich. Wie wirkt sich die hydrodynamische Kopplung auf das zeitliche Bewegungsverhalten aus? Wie verändern sich die Relativbewegungen der Strukturen im Mehrkörpersystem? Insbesondere die letzte Frage ist in der Offshoreindustrie von aktueller Bedeutung. Die wirtschaftliche Situation der Ölproduzenten verlangt nach immer kostengünstigeren Alternativen, die beständig neue Anforderungen an die Technik stellen. Die Installation von Plattformen in möglichst wenigen Arbeitsgängen wird aus Gründen der Zeit- und Kostenersparnis angestrebt. Demzufolge müssen die Betreiber von den bei Plattforminstallationen unerlässlichen Schwimmkränen Lösungen für immer schwerere Hübe finden (Maksoud, 2004). Untersuchungen der Relativbewegungen im Zeitbereich unter Berücksichtigung der hydrodynamischen Kopplung sind daher ein Meilenstein auf dem Weg zu einem besseren Verständnis vom Zusammenhang zwischen Ursache und Wirkung und damit zu sicheren und wirtschaftlichen Huboperationen.

Abb. 2 zeigt schematisch die Ermittlung der Strukturantworten im Seegang im Zeit- und Frequenzbereich. Der natürliche Seegang im Zeitbereich (z.B. eine Pegelmessung) kann durch die signifikante Wellenhöhe  $H_s$  und die Zero-upcrossing Periode  $T_0$  charakterisiert werden - durch Mittelung der 33% höchsten Wellen bzw. der Perioden zwischen den Aufwärtsnullstellen. Mittels Fouriertransformation

kann die Registrierung in ihre Elementarkomponenten (harmonische Wellen der Amplitude  $\zeta_{ai}$  und der Frequenz  $\omega_i$ ) zerlegt und als Energiedichtespektrum im Frequenzbereich dargestellt werden. Um ohne diesen Umweg zu Seegangsspektren zu kommen, wurden Standardspektren wie das Pierson-Moskowitz Spektrum (Pierson and Moskowitz, 1964) entwickelt, die den natürlichen Seegang modellieren. Gewöhnlicherweise werden diese Spektren über die signifikante Wellenhöhe und die Zero-upcrossing Periode definiert. Die Fläche unter dem Seegangsspektrum steht in direktem Bezug zur signifikanten Wellenhöhe, während die Zero-upcrossing Periode aus Fläche und zweitem Moment gewonnen wird. Genau wie vom Zeit- in den Frequenzbereich kann man mit der inversen Fouriertransformation auch vom Frequenz- in den Zeitbereich gelangen, also das Spektrum in Elementarwellen zerlegen und diese zu einem Wellenzug zu überlagern. Gleiches kann man mit den Strukturantworten tun: Hat man eine Registrierung der Schiffsantwort, können sowohl die Mittelwerte der Bewegungen als auch die Antwortspektren durch Fouriertransformation bestimmt werden. Aus der Fläche und dem zweiten Moment des Antwortspektrums kann wiederum die signifikante Doppelamplitude bzw. die Zero-upcrossing Periode der Strukturantwort ermittelt werden. Das Verhältnis von Antwortspektrum und Seegangsspektrum entspricht der (quadrierten) Übertragungsfunktion  $H(\omega)$ , dem Systemfilter, der die Erregung in eine Antwort umwandelt. Die Übertragungsfunktion  $H(\omega_i) = s_{ai}/\zeta_{ai}e^{i\epsilon_i}$  fasst die Antworten eines linearen Systems auf die harmonischen Erregungen (Elementarwellen) der Frequenzen  $\omega_i$  zusammen. Sie ist eine komplexe Funktion, deren Realteil die Amplituden  $s_{ai}/\zeta_{ai}$  der Antwort darstellt. Die Phasenverschiebung  $\epsilon_i$ , mit der die Struktur auf die Erregung reagiert, ist dem Imaginärteil zugeordnet. Die Bestimmung der Übertragungsfunktion wird in Abschnitt 3 beschrieben. Hat man die Übertragungsfunktion, kann die Antwort als Spektrum in beliebigen Seegängen, charakterisiert durch  $H_s$  und  $T_0$ , ermittelt werden. Im Zeitbereich wird der Zusammenhang zwischen Erregung und Antwort durch die Impulsantwortfunktion des Systems dargestellt. Die Funktion beschreibt die Antwort eines Systems auf einen Einheitsimpuls. Ist die Impulsantwortfunktion eines Systems bekannt, kann die Systemantwort in beliebigen Seegängen ermittelt werden, da der erregende Wellenzug als eine Aneinanderreihung von einzelnen Impulsen betrachtet werden kann. Im Zeitbereich kann die Antwort nicht als Produkt von Erregung und Impulsantwort ermittelt werden. Die beiden Funktionen müssen gefaltet werden, um die anhaltende Wirkung eines Impulses zu vorangegangenen Zeitpunkten berücksichtigen zu können.

In dieser Arbeit wird ein Verfahren zur Transformation von Frequenzbereichsergebnissen (Übertragungsfunktionen) in den Zeitbereich (Impulsantwortfunktionen) vorgestellt. Das Verfahren wird *F2T+* genannt (F2T: Frequency- to Time-domain), um zu verdeutlichen, dass es sich um ein erweitertes Verfahren handelt, das nicht nur die Übertragungsfunktion in Impulsantwortfunktionen umwandelt (dieser Teil heisst F2T und ist von J.N. Newman entwickelt worden), sondern anhand der Impulsantwortfunktionen auch die Strukturantworten in deterministischen Wellenzügen ermittelt. Mit diesem Verfahren werden die Vorteile der Frequenzbereichsanalyse, die schnell und effektiv zu Ergebnissen führt, mit den Möglichkeiten der Zeitbereichsanalyse, die detaillierte Untersuchungen der Bewegungsabläufe in realen Wellenzügen erlaubt, vereint. Der mathematische Hintergrund von *F2T+* wird in Abschnitt 3.5 eingehend erläutert.

Die Berechnung der Übertragungsfunktionen wird mit dem Programmsystem WAMIT (Wave Analysis Massachusetts Institute of Technology (WAMIT, 1994)) durchgeführt. WAMIT ist ein vielfach verifiziertes Programmsystem zur Analyse von Struktur/Wellen Interaktionen im Frequenzbereich (eine Auswahl von Referenzen ist unter <http://www.wamit.com/publications.htm> zu finden). Im Vordergrund stand die Ermittlung der Relativbewegungen und der daraus resultierenden Einsatzgrenzen für zwei ausgewählte Phasen einer Huboperation. Von den komplexen Übertragungsfunktionen aus-

gehend, werden die Impulsantwortfunktionen für jeden Freiheitsgrad mittels Fouriertransformation bestimmt. Die zeitabhängige Antwort einer Struktur kann dann mittels Faltung in jedem beliebigen Wellenzug ermittelt werden. Dabei wird sowohl die hydrodynamische Kopplung zwischen den Strukturen als auch der Einfluss der gegenwärtigen Phasenlagen auf die späteren Bewegungen berücksichtigt. Die Grundlage für das entwickelte Transformationsverfahren liefert die Arbeit von Cummins (1962). Er beschreibt detailliert die Eigenschaften von Impulsantwortfunktionen und deren Verwendung zur Bestimmung von zeitabhängigen Systemantworten in beliebigen Wellenzügen. Zur Verifizierung des Verfahrens werden die Bewegungen der Einzelstrukturen (ohne benachbarte Strukturen) mit dem Zeitschrittverfahren TiMIT (Time Domain Analysis Massachussetts Institute of Technology (Korsmeyer et al., 1999)) berechnet. TiMIT ermittelt die Wechselwirkungen zwischen Körper und Welle im Zeitbereich, kann jedoch keine Mehrkörpersysteme analysieren. Daher wird es nur für Verifizierungszwecke verwendet. Das Bewegungsverhalten der Strukturen im Mehrkörpersystem kann in harmonischen Wellen überprüft werden: Die Bewegungsamplituden werden mit den im Frequenzbereich berechneten Beträgen der Übertragungsfunktionen verglichen.

Als Anwendungsbeispiel für das entwickelte Verfahren ist der in Abb. 1 abgebildete Kranhalbtaucher *Thialf* und eine grosse Transportbarge ausgewählt worden. Erste Untersuchungen eines ähnlichen Mehrkörpersystemes waren auf die Bestimmung des Bewegungsverhaltens im Frequenzbereich beschränkt (Clauss and Stutz, 2002). Es wurden die zwei Phasen der Huboperation vor und nach der Lastaufnahme betrachtet. Während dieser Phase sind die beiden Strukturen ausschliesslich hydrodynamisch gekoppelt. Eine weitere wichtige Hubphase konnte durch Berücksichtigung einer mechanischen Kopplung in die Untersuchungen einbezogen werden (Clauss and Jacobsen, 2004). Diese Veröffentlichung beinhaltet auch erste Zeitbereichssimulationen im natürlichen Seegang, die mit dem Verfahren *F2T+* berechnet wurden. Mit Untersuchungen des Bewegungsverhaltens in langanhaltenden natürlichen Seegängen lassen sich die Ergebnisse aus dem Frequenzbereich überprüfen. Detailanalysen der Simulationen offenbaren, dass hauptsächlich der lokale Verlauf der erregenden Welle verantwortlich für das Bewegungsverhalten ist. Durch die mit diesem Verfahren ermöglichte Einbeziehung von beliebigen Wellenzügen in die Analyse von Mehrkörpersystemen kann auch die Wirkung von Extremwellenereignissen (Freak Waves) auf die Strukturen untersucht werden. Ernstzunehmende Berichte über Beobachtungen und Registrierungen extrem hoher Wellen sowie die von ihnen angerichteten Schäden häufen sich zunehmend (z.B. Nickerson (1993); Haver and Anderson (2000); Mori et al. (2000)). Ausgehend von einer auf Messungen basierenden Wahrscheinlichkeitsanalyse für Freak Waves, schlägt Wolfram et al. (2000) einen Wert von  $H_{max}/H_s > 2.3$  für die Klassifizierung von Extremwellen vor. Das übliche Entwurfswellenkonzept, mit dem Schiffe und Offshorestrukturen z.B. für den Jahrhundertsturm ausgelegt werden, berücksichtigt keine Extremwellenereignisse und bietet daher nicht genügend Sicherheit (Faulkner, 2003). Aus diesem Grund ist es erforderlich, dass die Wirkung von Freak Waves auf Strukturen erforscht wird, um mit den Erkenntnissen die Anpassung von Entwurfsrichtlinien zu ermöglichen.

Ziel dieser Arbeit ist eine Erhöhung der Sicherheit bei Einsätzen im Offshorebereich sowie ein verbessertes Planungswerkzeug, das einen direkten Einfluss auf die Wirtschaftlichkeit der Systeme hat. Die Möglichkeit, das Verhalten von hydrodynamisch gekoppelten Strukturen im Zeitbereich analysieren zu können, fördert das Verständnis für den Zusammenhang von Ursache und Wirkung. Das Verfahren ermöglicht Einblicke in den Ablauf von Huboperationen, auf derer Basis wertvolle Entscheidungshilfen vor Ort gewonnen werden können.



## 2 Mehrkörpersystem: Schwimmkran und Barge

Angewandt und vorgestellt wird das Verfahren am Beispiel eines Schwimmkranes und einer Transportbarge. Bei dem Schwimmkran handelt es sich um den weltweit grössten Kranhalbtaucher *Thialf* (Abb. 1) der mit einer Hubkapazität von 14200t (mit zwei Tandemkränen à 7100t) der weltweit grösste Schwimmkran ist. Er wird von dem niederländischen Unternehmen Heerema Marine Contractors (HMC) betrieben. Die Barge in der hier untersuchten Geometrie existiert nicht. Da es sich bei Bargesen nicht um komplizierte Strukturen, sondern um simple rechteckförmige Kisten handelt, deren geometrische Vielfältigkeit sehr beschränkt ist, wurde als Vorlage eine existierende, kleinere Barge zu den in Abb. 3 gegebenen Abmessungen verzerrt. Bargesen ähnlicher Hauptabmessungen werden unter anderem auch von HMC betrieben.

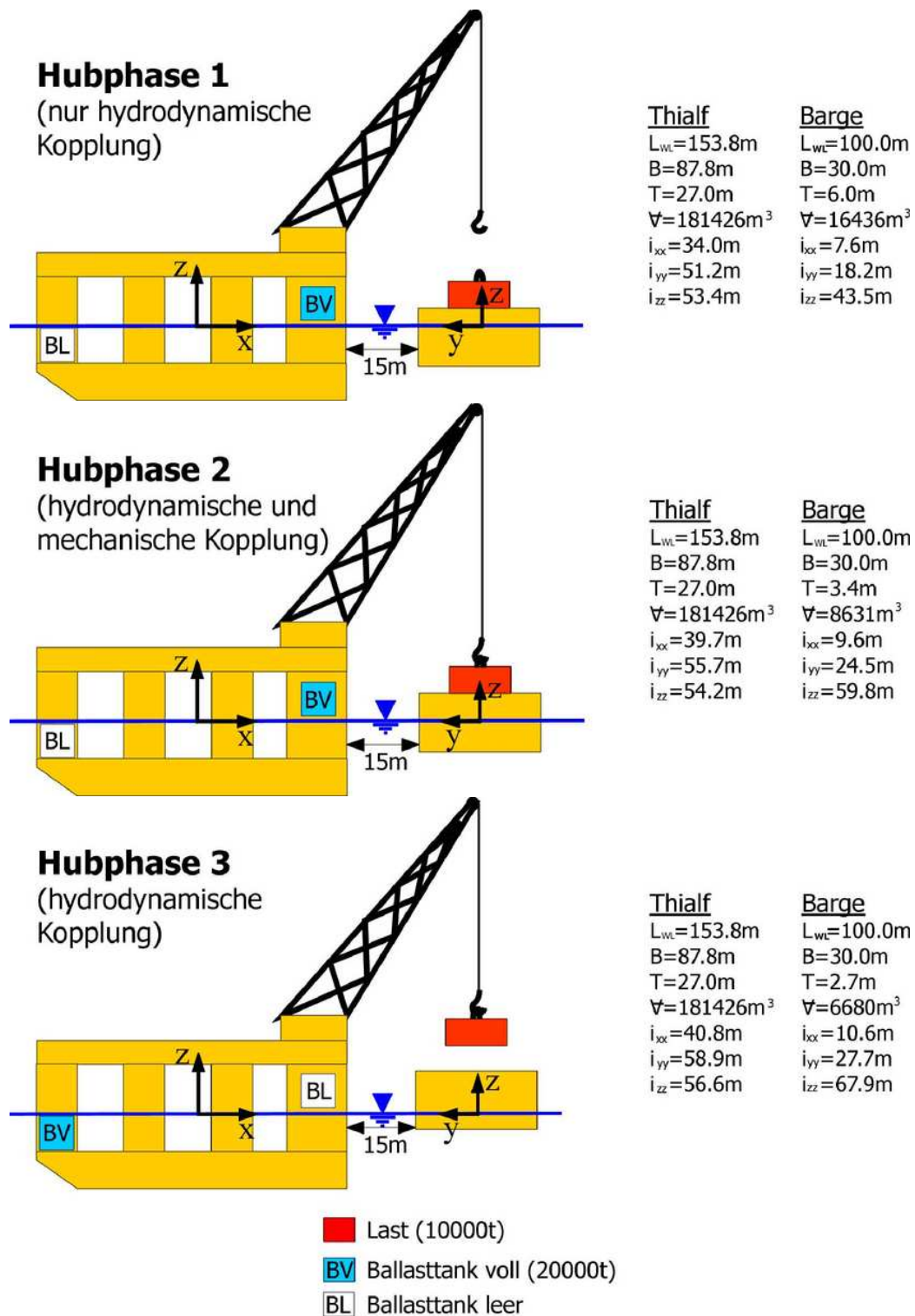
Die Durchführbarkeit von Kranoperationen wird von den Seegangsverhältnissen und von den Eigenschaften des eingesetzten Schwimmkranes sowie den speziellen Anforderungen des Auftrages bestimmt. Im Allgemeinen sind bei einer Kranoperation auf See, bei der eine Last von einer Transportbarge abgehoben wird, mehrere Phasen zu berücksichtigen:

1. Die Transportbarge positioniert sich unterhalb des Kranes.
2. Die Kranseile werden befestigt und die Transportsicherungen gelöst. In dieser Phase bleiben die Seile lose. Das Lösen der Transportsicherungen markiert den 'point of no return'.
3. Die Seile werden durch Anheben des Hakens bis auf ca. 80% der Last vorgespannt.
4. Nach Erreichen der gewünschten Vorspannung wird der Anhebevorgang gestoppt. Das System von Schwimmkran und Transportbarge ist nun über das vorgespannte Lastseil gekoppelt. Während dieser Phase muss gewährleistet sein, dass die Seile weder lose fallen noch die Last vorzeitig abhebt.
5. Die Last wird vollständig von der Barge gehoben, entweder durch Heissen der Haken oder mittels Ballastautomatik (Rapid-Ballast System).
6. Die Last hängt frei am Kran und wird durch Heissen weiter angehoben. Der Kran verholt zum Absetzort.
7. Die Last wird abgesetzt. Diese Phase ist in umgekehrter Reihenfolge mit Phase 5 vergleichbar.
8. Wenn die Last vollständig durch die Unterstruktur oder vom Meeresboden getragen wird, werden die Kranseile gelöst.

In dieser Arbeit werden drei dieser Phasen im Detail untersucht. Es handelt sich um die zweite, vierte und sechste Phase (Abb. 3). Alle drei können mit linearen Rechnungen im Frequenzbereich untersucht werden, da die Systeme in diesen Phasen stationär sind. Zur Analyse dieser Phasen sind einige Annahmen und Vereinfachungen gemacht worden, die im Folgenden beschrieben sind.

- Hubphase 1: Sie ist gekennzeichnet durch ausschliesslich hydrodynamische Kopplung: Die Transportbarge mit der mittig aufliegenden Last schwimmt in Position unter dem Kran des Halbtauchers. Der Abstand zwischen den beiden Strukturen beträgt 15m. Während dieser Phase wird der Haken an der Last befestigt. Es ist keinerlei mechanische Kopplung vorhanden.





**Abb. 3.** Schematische Darstellung der drei untersuchten Phasen von Huboperationen. Die Masse der beträgt 10000t, die Ballastmenge des Rapid-Ballast Systems 20000t.



Die Systemgrößen (Gewichtsschwerpunkte, Trägheitsradien, etc.) berücksichtigen die Last ( $m_L = 10000t$ ) auf der Barge, sowie gefüllte Ballasttanks ( $m_B = 20000t$ ) in den Säulen unterhalb der Kräne für das Rapid-Ballast-System (Grafoner, 1989). Ansonsten wird davon ausgegangen, dass Halbtaucher und Barge homogen beladen sind.

- Hubphase 2: Der Haken ist an der Last befestigt und die Seile sind auf ca. 80% der Last vorgespannt. Ein Abheben der Last oder ein Losefallen des Lastseils ist während dieser Phase unbedingt zu vermeiden. Diese Phase ist der Ausgangspunkt für die Durchführung des Rapid-Ballast-System. Durch die Vorspannung entsteht zwischen dem Schwimmkran und der Barge eine mechanische Kopplung. Diese Kopplung hat zur Folge, dass die Strukturen in erster Näherung als starr gekoppeltes System betrachtet werden können. Die Systemgrößen spiegeln den am Haken hängenden Anteil der Last wider. Bezugspunkt für die hängende Last ist die Krannock. Trägheitsradien und Gewichtsschwerpunkt des Halbtauchers und der Barge widerspiegeln die zu 80% am Haken hängende und zu 20% auf der Barge ruhende Last. Die Ballastmenge bleibt unverändert in den Ballasttanks unterhalb des Kranes.
- Hubphase 3: Die Last hängt frei am Haken des Schwimmkranes. Um die kritischste Phase (wenn die Last dicht über der Barge hängt) möglichst kurz zu halten, wird die Last die ersten Meter mittels Rapid-Ballast System angehoben. Dazu werden die Ballasttanks in den Säulen unterhalb der Kräne gelenzt und gleichzeitig die in den achterlichen Säulen (entsprechend dem Koordinatensystem) angeordneten Tanks geflutet. Durch diese Umballastierung wird der Gewichtsschwerpunkt nach hinten verschoben und der Schwimmkran so vertrimmt, dass die Last um ca. 4.5m angehoben wird. Diese Prozedur dauert etwa 90s. Pendelbewegungen der Last werden hierbei vernachlässigt.

Die Verwendung des aufwendigen 'Rapid-Ballast-Systems' (Grafoner, 1989) dokumentiert, dass der kritische Übergang von Hubphase 2 zu Hubphase 3 in kurzer Zeit erfolgen muss, um Gefährdungen von Last und Transportbarge zu minimieren. Kurz nach dem Abheben befindet sich die Last noch sehr dicht über der Barge. Eine Kollision der Last mit der Barge muss während dieser Zeit unbedingt vermieden werden, da diese zu einem Totalverlust von Last und Barge führen könnte. Daher sind die Relativbewegungen zwischen den an der Huboperation beteiligten Strukturen sorgfältig zu kontrollieren.

Während des Prozesses des Seilspannens (beim Übergang von der ersten zur zweiten Hubphase) sind Bewegungszustände mit lose fallendem Geschirr zu erwarten. Diese Gefahr nimmt mit grösser werdender Vorspannung ab, gleichzeitig wächst allerdings die Gefahr des unkontrollierten Abhebens der Last. Wegen der durch die Seegangsbewegungen induzierten Änderungen der Seilspannungen kann diese Operation nur mit nichtlinearen Simulationen berechnet werden (Clauss et al., 1990).

Die dezidierte Analyse der Hubphasen 1 und 3 ist somit der Schlüssel für die Sicherheit des Lasttransfers, da hiermit die Grenzen der Hubphase 2 definiert werden können. Als Sonderfall wird in der zweiten Hubphase eine Konstellation untersucht, bei der die Auflagerkraft der Last auf der Barge zwischen 0 und 10000t variiert. Damit kann die Last weder abheben noch können die Seile lose fallen. Für diesen Fall sind die (vertikalen) Bewegungen von Krannock und Barge (Betrag und Phase) identisch, d.h. Schwimmkran und Barge lassen sich näherungsweise als einen starren Körper behandeln. Es treten keine Relativbewegungen auf. Die kritische Grösse ist die Vertikalbewegung der Barge bzw. der Krannock. Auch für diesen Fall ist die hydrodynamische Kopplung zwischen den 'Komponenten' des als starrer Körper betrachteten Systems von Schwimmkran und Barge relevant.



### 3 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie die Bewegungen und Kräfte von im Wellenfeld schwimmenden Körpern bestimmt werden. Allgemein wirken auf einen Körper Trägheits-, Zähigkeits- und Rückstellkräfte. Diese werden durch Beschleunigungen, Geschwindigkeiten und Bewegungen des Körpers verursacht. Sie stehen im Gleichgewicht zu den Erregerkräften, die durch die Wellenströmung hervorgerufen werden. In Verbindung mit dem 2. Newtonschen Gesetz entsteht die Bewegungsgleichung, die dieses Gleichgewicht beschreibt:

$$(\underline{M} + \underline{A})\underline{\ddot{s}} + (\underline{B} + \underline{\mathcal{B}})\underline{\dot{s}} + (\underline{C} + \underline{\mathcal{C}})\underline{s} = \underline{F}_{err} \quad (1)$$

Die linke Seite beinhaltet Trägheitskräfte, Dämpfungs- und Widerstandskräfte sowie Rückstellkräfte. Die Strukturbewegungen, Geschwindigkeiten und Beschleunigungen sind mit dem Vektor  $\underline{s}$  und seinen zeitlichen Ableitungen  $\underline{\dot{s}}$  und  $\underline{\ddot{s}}$  bezeichnet. Zu beachten ist, dass  $\underline{s}$  die 6 Freiheitsgrade der Struktur, drei translatorische und drei rotatorische Bewegungen, zusammenfasst und somit Komponenten unterschiedlicher Einheit enthält. Für die Trägheitskräfte muss neben der Eigenmasse  $\underline{M}$  auch die hydrodynamische Masse  $\underline{A}$  berücksichtigt werden. Sie ist abhängig von den Körperabmessungen und trägt einen wesentlichen Anteil zur Trägheitskraft bei. Durch die Körperbewegungen werden Wellen erzeugt, deren Energie der kinetischen Energie des Körpers entzogen wird und damit eine Dämpfung der Bewegungen zur Folge hat. Dieser Energieverlust wird Potentialdämpfung ( $\underline{B}$ ), die abgestrahlten Wellen werden Radiationswellen genannt. Zähigkeitsbedingte Effekte, verursacht durch ein reibungsbehaftetes Fluid, resultieren in der (linearisierten) Widerstandskraft  $\underline{\mathcal{B}}\underline{\dot{s}}$ . In vielen Fällen wird das umgebende Fluid als ideal bzw. reibungsfrei betrachtet, so dass dieser Kraftanteil vernachlässigt wird. Der dritte Term auf der linken Seite setzt sich aus der hydrostatischen  $\underline{C}\underline{s}$  und der nichtlinearen Rückstellkraft  $\underline{\mathcal{C}}\underline{s}$  zusammen. Die hydrostatische Rückstellkraft berücksichtigt die durch die Strukturbewegungen hervorgerufenen Auftriebsveränderungen bezüglich der Ruhelage. Die hydrodynamische Rückstellkraft beinhaltet die durch die Wellenerhebungen zusätzlich benetzten Oberflächen. Auf der linken Seite halten die Erregerkräfte  $\underline{F}_{err}$ , die sich aus der Wellenströmung ergeben, das Gleichgewicht.

Die Lösungsmethode zur Berechnung der Kräfte und Bewegungen ist u.a. abhängig von den Körperabmessungen. Als Grenzwert für die Unterscheidung wird das Verhältnis von Strukturabmessung zu Wellenlänge  $D/L = 0.2$  verwendet.

- Für sehr schlanke (transparente) Körperkomponenten, wie z.B. Jacketstrukturen, ist das Verhältnis  $D/L \leq 0.2$ . Sie stören das einfallende Wellenfeld nicht (oder kaum). Aufgrund der im Verhältnis zum Strukturumfang grossen Wellenhöhe ergeben sich zwischen Fluid und Struktur grosse Relativgeschwindigkeiten. Diese sind massgeblich für die Reibungs- bzw. Zähigkeitskräfte. Die Berechnung der Kräfte auf eine transparente Struktur ist mit der Morisongleichung möglich. Sie wurde von Morison et al. (1950) ursprünglich für senkrechtstehende, kreiszyklindrische Pfähle entwickelt und von Clauss et al. (1992) für bewegte, beliebig orientierte Strukturkomponenten weiterentwickelt.
- Bei grossen (kompakten) Strukturabmessungen, d.h. für  $D/L > 0.2$ , dürfen die Störungen des Wellenfeldes durch die Struktur nicht mehr vernachlässigt werden. Es treten zwei Phänomene auf:
  - Diffraction: die einfallende Welle wird an der Struktur gebeugt und zurückgestrahlt.

- Radiation: Durch die Bewegung der Struktur wird Energie an das umgebende Fluid abgegeben. Sie wird in Form von Wellen von der Struktur abgeführt (Potentialdämpfung).

Ein bewegter Körper im Initialwellenfeld verursacht somit ein dreidimensionales kompliziertes Wellenfeld; die hieraus entstehenden Kräfte dürfen nicht vernachlässigt werden. Bei Verwendung linearer Wellentheorie (Wellenhöhe klein im Verhältnis zu ihrer Länge,  $H/L \ll 1$ , also Wellen mit verschwindend kleinen Steilheiten) kann davon ausgegangen werden, dass das Verhältnis von Wellenamplitude zu Strukturdurchmesser klein ist  $\zeta_a/D \ll 1$ . Die für die Reibungskräfte verantwortlichen Geschwindigkeitsgradienten sind klein und zähigkeitsbedingte Effekte können somit vernachlässigt werden.

Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf die Analyse von hydrodynamisch kompakten Strukturen. Die Bewegungsgleichung vereinfacht sich damit zu:

$$(\underline{M} + \underline{A})\ddot{\underline{s}} + \underline{B}\dot{\underline{s}} + \underline{C}\underline{s} = \underline{F}_{err}, \quad (2)$$

d.h. die Zähigkeitskraft sowie die hydrodynamische Rückstellkraft werden mit der Annahme von kleinen Körperbewegungen (lineares System) und der Verwendung von linearer Wellentheorie vernachlässigt. Die Bewegungsgleichung gilt in dieser Form auch für Mehrkörpersysteme. Einzig die darin enthaltenen Matrizen und Vektoren erweitern sich um jeweils sechs Komponenten je zusätzlichem Körper. Im Bewegungsvektor beschreiben die ersten sechs Komponenten die Bewegungen des ersten Körpers, die zweiten sechs diejenigen des zweiten Körpers usw. Bei  $M$  Körpern enthalten die Matrizen  $6M \times 6M$  Koeffizienten. Die Matrizen der hydrodynamischen Masse und der Potentialdämpfung enthalten die Terme, welche die hydrodynamischen Wechselwirkungen zwischen den Strukturen berücksichtigen. Besteht zwischen den Strukturen eine mechanische Kopplung, schlägt sich dies in der Eigenmassenmatrix  $\underline{M}$  und der Matrix der hydrostatischen Rückstellkräfte nieder. Die Herleitung dieser Größen ist für ein aus einer Katamaranbarge und einer SPAR-Boje bestehendes Mehrkörpersystem in Stutz (1998) detailliert beschrieben.

Mit den genannten Vereinfachungen und Annahmen lässt sich die Strömung um einen Körper im Wellenfeld durch Potentiale beschreiben. In Abschnitt 3.1 wird erläutert, wie die Potentiale bestimmt werden. Die Bestimmung der massgeblichen hydrodynamischen Größen aus den Potentialen, die zur Lösung der Bewegungsgleichung (2) benötigt werden, ist in Kapitel 3.2, *Hydrodynamische Analyse*, beschrieben.

### 3.1 Randwertproblem

Kräfte und Bewegungen schwimmender Körper im Wellenfeld (Abb. 4) können, bei Vernachlässigung der Zähigkeitskräfte, mittels Diffraktionstheorie bestimmt werden. Grundlage der Diffraktionstheorie ist die Potentialtheorie, mit der für reibungsfreie Fluide und rotationsfreie Strömungen das Strömungsfeld durch Geschwindigkeitspotentiale um einen Körper bestimmt werden kann. Aus den Potentialen lassen sich die benötigten Größen wie der Druck, die Geschwindigkeiten und Beschleunigungen ableiten. Die mathematische Beschreibung eines Körpers in langkämmigen Wellen führt auf ein Randwertproblem mit der Laplacegleichung als Grundgleichung:

$$\Delta\phi = \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = 0. \quad (3)$$

Sie vereint die Kontinuitätsgleichung mit der Bedingung der rotationsfreien Strömung. Mit  $\phi$  wird das Gesamtgeschwindigkeitspotential bezeichnet. Bei Verwendung von linearer Wellentheorie ergibt sich dieses Potential aus der Überlagerung der Potentiale aus den einzelnen Wellenfeldern:

$$\phi = \phi_0 + \phi_7 + \sum_{j=1}^6 \phi_j. \quad (4)$$

In dieser Gleichung bezeichnet  $\phi_0$  das Potential der einfallenden Welle und  $\phi_7$  das des Diffraktionswellenfeldes. Die Bewegung in jedem der sechs Freiheitsgrade erzeugt ein eigenes Radiationswellenfeld, deshalb wird jedem Freiheitsgrad ein Radiationspotential  $\phi_j$  zugeordnet. Gleichung (4) gilt für einen Körper. Betrachtet man  $M$  Körper, erweitert sich die Gleichung um ein Diffraktionspotential sowie sechs Radiationspotentialen je zusätzlichen Körper:

$$\phi = \phi_0 + \sum_{k=6M+1}^{6M+M} \phi_k + \sum_{j=1}^{6M} \phi_j. \quad (5)$$

Die Radiationspotentiale sind abhängig von der Strukturgeschwindigkeit  $\dot{s}_j$ . Sie können als Produkt von Geschwindigkeit  $\dot{s}_j$  und lokalem Körperpotential  $\phi_j$  dargestellt werden. Gleichung (5) wird damit zu:

$$\phi = \phi_0 + \sum_{k=6M+1}^{6M+M} \phi_k + \sum_{j=1}^{6M} \dot{s}_j \phi_j. \quad (6)$$

Um die Beschreibung des mathematischen Problems zu vervollständigen, müssen an den Rändern des Strömungsgebietes (Abb. 4) Randbedingungen erfüllt werden.

- An der unbekannt verformten freien Flüssigkeitsoberfläche  $S_F$  sind sowohl eine kinematische als auch eine dynamische Randbedingung zu beachten. Beide sind in ihrer exakten Form nicht-linear. Mit der Annahme, dass nur kleine Wellenhöhen betrachtet werden, also Wellen geringer Steilheit, können sie linearisiert werden und lassen sich schliesslich zur generalisierten Randbedingung an der freien Flüssigkeitsoberfläche zusammenfassen (siehe z.B. Clauss et al. (1988)):

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{für } z = 0. \quad (7)$$

- Am Meeresboden  $S_B$  dürfen keine Normalgeschwindigkeiten auftreten:

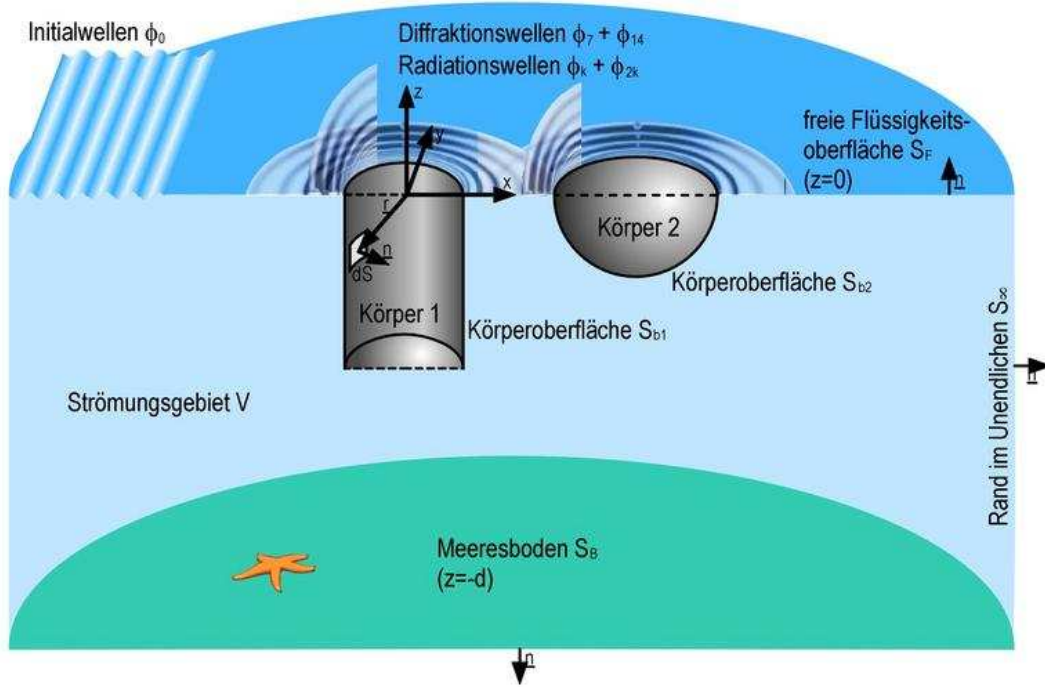
$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{für } z = -d. \quad (8)$$

- An der (bewegten) Körperoberfläche  $S_b$  dürfen ebenfalls keine Normalgeschwindigkeiten auftreten, wobei die Körperbewegung mit zu berücksichtigen ist:

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial n} \right|_{S_b} = \dot{\underline{s}} \cdot \underline{n}. \quad (9)$$

- Eine weitere Bedingung behandelt den Rand im Unendlichen  $S_\infty$ . Die Sommerfeldsche Ausstrahlungsbedingung gewährleistet, dass für die Radiations- und Diffraktionsfelder nur Lösungen zugelassen werden, die vom Körper weglaufen und dass die Wellenhöhen mit wachsender Entfernung  $R$ , entsprechend der Energiebilanz, kleiner werden

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left( \frac{\partial \phi_j}{\partial R} - ik \phi_j \right) = 0, \quad j = 1, 2, \dots, 6M + M. \quad (10)$$



**Abb. 4.** Schematische Darstellung eines Mehrkörpersystems im Wellenfeld, resultierend aus der Überlagerung von Initial- und Diffraktionswellenfeld sowie den Radiationswellenfeldern der einzelnen Strukturen. Das Strömungsgebiet ist durch den Meeresboden, die freie Flüssigkeitsoberfläche, den Rand im Unendlichen sowie die Körperoberfläche begrenzt.

Die Lösung des Randwertproblems, definiert durch die Laplacegleichung (3) und die Randbedingungen (7 - 10), basiert auf dem 2. Greenschen Satz:

$$\iiint_{(V)} [\phi \Delta G - G \Delta \phi] dV = \iint_{(S)} \left[ \phi \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial \phi}{\partial n} \right] dS. \quad (11)$$

Damit wird das Berechnungsgebiet von einem Volumen- auf ein Oberflächenintegral reduziert. Das neu eingeführte Potential, die Greensche Funktion  $G(\underline{x}, \underline{\xi})$ , repräsentiert das Potential im Punkt  $\underline{x}$ , das durch eine pulsierende Quelle der Stärke  $-4\pi$  im Punkt  $\underline{\xi}$  verursacht wird. Die Greensche Funktion erfüllt die Laplacegleichung und die Randbedingungen, mit Ausnahme der Körperrandbedingung. Deswegen reduziert sich Gleichung (11) auf das Integral über die Körperoberfläche, die Anteile der anderen Flächen werden zu Null (Mei, 1989). Erläuterungen zur Greenschen Funktion und deren Herleitung finden sich bei Wehausen and Laitone (1960). Aus Gleichung (11) ergibt sich nach Auswertung mit den Randbedingungen:

$$2\pi\phi(\underline{x}) + \iint_{(S_b)} \phi(\underline{\xi}) \frac{\partial G(\underline{x}, \underline{\xi})}{\partial n} dS = \iint_{(S_b)} G(\underline{x}, \underline{\xi}) \frac{\partial \phi(\underline{\xi})}{\partial n} dS. \quad (12)$$

Diese Gleichung ist gültig für Punkte, die auf der Körperoberfläche ( $\underline{x} \in S_b$ ), aber nicht im Quellpunkt ( $\underline{x} \notin \underline{\xi}$ ) liegen, da die Greensche Funktion für diesen Fall singulär ist. Gleichung (12) liefert die Lösungen für die unbekannten Potentiale  $\phi_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, 6M + M$ . Der besseren Lösbarkeit wegen wird

sie je für die Radiations- und Diffraktionspotentiale umformuliert. Aus der Körperperrandbedingung (9) folgt für einen bewegten Körper in Ruhewasser

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = n_l^*, \quad (13)$$

da  $\phi_0 = 0$  und damit auch das Diffraktionspotential  $\phi_k = 0$  ist. Mit  $n_l^*$  wird die  $l$ -te Komponente des erweiterten Normalenvektors  $\underline{n}^*$  bezeichnet. Er enthält den Normalenvektor  $\underline{n} = (n_x, n_y, n_z)^\top$  sowie das Kreuzprodukt  $\underline{r}_b \times \underline{n}$ , also  $\underline{n}^* = (\underline{n}, \underline{r}_b \times \underline{n})^\top$ . Die Körperpotentiale  $\phi_j$  sind damit ausschliesslich von der Körpergeometrie abhängig. Durch Einsetzen von (13) in Gleichung (12) ergibt sich eine Gleichung mit bekannter rechter Seite für die Körperperrandpotentiale  $\phi_j$ :

$$2\pi\phi_j(\underline{x}) + \iint_{(S_b)} \phi_j(\underline{\xi}) \frac{\partial G(\underline{x}, \underline{\xi})}{\partial n} dS = \iint_{(S_b)} n_j^* G dS \quad j = 1, 2, \dots, 6M. \quad (14)$$

Weiterhin folgt aus der Körperperrandbedingung für einen festgehaltenen Körper ( $\underline{s} \equiv 0$ ) im Wellenfeld:

$$\frac{\partial \phi_k}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_0}{\partial n}. \quad (15)$$

Das Diffraktionspotential ist eine Funktion der Körpergeometrie und des Initialwellenfeldes. Wird dies in (12) eingesetzt, ergibt sich eine Gleichung für die Diffraktionspotentiale mit bekannter rechter Seite, die aber schwierig zu lösen ist. Korsmeyer et al. (1988) erweitern die Gleichung, indem sie die Strömung im Körperinneren mit einbeziehen und ein Gesamtdiffraktionspotential  $\phi_{Dk} = \phi_0 + \phi_k$  formulieren (die Körperoberfläche ist definiert als eine spezifische Stromfläche in einem Strömungsgebiet, das auch das Körperinnere mit einschliesst). Hieraus ergeben sich Integralgleichungen für die Gesamtdiffraktionspotentiale  $\phi_{Dk}$  der  $M$  Strukturen, die numerisch verhältnismässig einfach gelöst werden kann:

$$2\pi\phi_{Dk}(\underline{x}) + \iint_{(S_b)} \phi_{Dk}(\underline{\xi}) \frac{\partial G(\underline{x}, \underline{\xi})}{\partial n} dS = 4\pi\phi_0 \quad k = 1, \dots, M. \quad (16)$$

Für Körper beliebiger Geometrie müssen Gleichung (14) und (16) numerisch integriert werden. Die benetzte Körperoberfläche wird in  $N$  Panels aufgeteilt (diskretisiert). Durch die Annahme von konstanter Potentialverteilung über die Panelfläche vereinfachen sich die Gleichungen - die einzelnen Potentiale können vor die Integrale gezogen werden. Die Laplacegleichung (3) und die Randbedingungen (7 - 10) werden nur noch im Mittelpunkt des Panels, dem Kollokationspunkt  $\underline{x}_l$ , erfüllt. Damit reduzieren sich die Integralgleichungen auf  $7M$  Systeme (6 Radiations- und 1 Diffraktionspotential für jeden der  $M$  Körper) mit  $N$  linearen Gleichungen. Für die Radiationspotentiale ergibt sich das folgende Gleichungssystem:

$$2\pi\phi_j(\underline{x}_l) + \sum_{n=1}^N \phi_j(\underline{x}_n) \iint_{(S_n)} \frac{\partial G(\underline{x}_l, \underline{\xi})}{\partial n} dS = \sum_{n=1}^N n_j^*(\underline{x}_n) \iint_{(S_n)} G(\underline{x}_l, \underline{\xi}) dS, \quad \begin{matrix} l = 1, 2, \dots, N \\ j = 1, 2, \dots, 6M \end{matrix} \quad (17)$$

und für das Gesamtdiffraktionspotential:

$$2\pi\phi_{Dk}(\underline{x}_l) + \sum_{n=1}^N \phi_{Dk}(\underline{x}_n) \iint_{(S_n)} \frac{\partial G(\underline{x}_l, \underline{\xi})}{\partial n} dS = 4\pi\phi_0(\underline{x}_l), \quad \begin{matrix} l = 1, 2, \dots, N \\ k = 1, \dots, M. \end{matrix} \quad (18)$$

Diese Methode ist in dem Programmcode WAMIT implementiert. Dies ist ein Programm, welches für Körper ohne Vorwärtsgeschwindigkeit im Wellenfeld die Geschwindigkeitspotentiale bestimmt. Die Berechnung der daraus entstehenden Kräfte und Bewegungen wird im folgenden Abschnitt erläutert.

### 3.2 Hydrodynamische Analyse

Die Berechnung des Druckes  $p$  auf der Körperoberfläche erfolgt durch Einsetzen der Potentiale in die linearisierte, instationäre Bernoulligleichung:

$$p = -\rho g z - \rho \frac{\partial \phi}{\partial t}. \quad (19)$$

Die auf den Körper wirkenden Kräfte und Momente lassen sich durch Integration des Druckes über die Körperoberfläche bestimmen:

$$\begin{aligned} \underline{F} &= \iint_{(S_b)} p \underline{n}^* dS \\ &= -\rho g \iint_{(S_b)} z \underline{n}^* dS - \rho \iint_{(S_b)} \frac{\partial \phi}{\partial t} \underline{n}^* dS \\ &= \underline{F}_{stat} + \underline{F}_{dyn}. \end{aligned} \quad (20)$$

Diese Kräfte beinhalten die hydrostatischen (einschliesslich hydrostatischer Rückstellkraft) wie auch die hydrodynamischen Kräfte, die sich aus Körperkinematik und Wellenerregung auf die Struktur ergeben (Birk, 1998). In Verbindung mit dem 2. Newtonschen Gesetz

$$\underline{M} \cdot \ddot{\underline{s}} = \underline{F}_{stat} + \underline{F}_{dyn}, \quad (21)$$

ergibt sich nach Trennung von Erreger- und Reaktionskräften die Bewegungsgleichung für ein stabiles, lineares, eingeschwungenes System:

$$(\underline{M} + \underline{A}) \cdot \ddot{\underline{s}} + \underline{B} \cdot \dot{\underline{s}} + \underline{C} \cdot \underline{s} = \underline{F}_{err}. \quad (22)$$

Mit dem Ansatz, dass in einer harmonischen Welle  $\zeta(t) = \zeta_a e^{-i\omega t}$  die Erregerkräfte sowie die daraus resultierenden Strukturantworten harmonisch sind,

$$\underline{F}_{err}(t) = \underline{F}_{err,a} \cdot e^{-i\omega t + i\gamma} \quad (23)$$

$$\underline{s}(t) = \underline{s}_a \cdot e^{-i\omega t + i\varepsilon} \quad (24)$$

$$\dot{\underline{s}}(t) = -i\omega \underline{s}_a \cdot e^{-i\omega t + i\varepsilon} = -i\omega \underline{s}(t) \quad (25)$$

$$\ddot{\underline{s}}(t) = -\omega^2 \underline{s}_a \cdot e^{-i\omega t + i\varepsilon} = -\omega^2 \underline{s}(t), \quad (26)$$

wird die Bewegungsgleichung durch Eliminierung von  $e^{-i\omega t}$  auf beiden Seiten zeitunabhängig. Die Übertragungsfunktion  $H(\omega) = \frac{\underline{s}_a}{\underline{\zeta}_a} e^{i\varepsilon}$  erhält man, wenn die Bewegungen und Kräfte auf die Wellenamplitude  $\zeta_a$  bezogen werden:

$$\{-\omega^2(\underline{M} + \underline{A}) - i\omega \underline{B} + \underline{C}\} \frac{\underline{s}_a}{\underline{\zeta}_a} e^{i\varepsilon} = \frac{\underline{F}_{err,a}}{\underline{\zeta}_a} e^{i\gamma}. \quad (27)$$

Darin enthalten sind die Phasenverschiebungen der Kräfte  $\gamma$  sowie die der Bewegungen  $\varepsilon$  bezüglich der Welle. Die zur Lösung notwendigen hydrodynamischen Koeffizienten werden über folgende Gleichung aus den Radiationspotentialen bestimmt (Newman, 1977):

$$a_{kl} + \frac{i}{\omega} b_{kl} = \rho \iint_{(S_b)} \phi_l n_k^* dS. \quad (28)$$



Die Koeffizienten  $a_{kl}$  der hydrodynamischen Masse  $\underline{A}$  liefern erhebliche Beiträge zur Gesamtmasse und tragen damit zu einer Erhöhung der Trägheitskraft bei. Sie folgen aus dem Realteil der rechten Seite von Gleichung (28). Die Koeffizienten  $b_{kl}$  der Potentialdämpfung  $\underline{B}$  lassen sich aus dem Imaginärteil der Gleichung (28) ableiten und beschreiben die Dämpfung des Systems infolge der über Radiationswellen abgestrahlten Energie. Beide Koeffizienten sind frequenzabhängige Grössen.

### 3.3 Spektralanalyse - Einsatzgrenzen und Ausfallzeit

Mit der aus der Lösung der Bewegungsgleichung (27) folgenden Übertragungsfunktion  $H(\omega)$  hat man ein Werkzeug zur Beurteilung der Seegangseigenschaften einer Struktur in regelmässigen Wellen abgeleitet und somit ein erstes Kriterium zur Bewertung. Das Bewegungsverhalten einer Struktur im irregulären, d.h. natürlichen Seegang kann im Frequenzbereich nur über die Spektralanalyse (Bendat and Piersol, 1986) bestimmt werden. Der zufällige, zeitabhängige Seegang wird als Überlagerung unendlich vieler harmonischer Elementarwellen unterschiedlicher Amplituden  $\zeta_{ai}$  und Frequenzen  $\omega_i$  betrachtet:

$$\zeta(x, t) = \lim_{N_E \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^{N_E} \zeta_{ai} \cos(k_i x - \omega_i t + \alpha_i). \quad (29)$$

Die Phasenverschiebung  $\alpha_i$  der Elementarwellen wird zufällig gewählt. Jede dieser Elementarwellen liefert einen Beitrag zur Energiedichte des Seegangs (Clauss et al., 1992):

$$S_\zeta(\omega_i) d\omega = \frac{1}{2} \zeta_{ai}^2. \quad (30)$$

$S_\zeta(\omega_i) d\omega$  stellt den Energiegehalt der  $i$ -ten Elementarwelle pro Flächeneinheit dar. Durch Integration erhält man die Gesamtenergie des Seegangs:

$$m_0 = \int_0^\infty S_\zeta(\omega) d\omega. \quad (31)$$

Oben links in Abb. 2 ist ein Ausschnitt aus einer Wellenregistrierung  $\zeta(t)$  dargestellt, wie er zum Beispiel aus der Überlagerung unendlich vieler Elementarwellen entsteht (29). Mittels Fouriertransformation kann dieser Wellenzug wieder in seine Elementarkomponenten zerlegt und als Spektrum dargestellt werden (Abb. 2 - oben). Andererseits können aus dem Wellenzug durch Mittelwertbildung die zur Beschreibung des Seegangs charakteristischen Grössen gebildet werden. Die signifikante Wellenhöhe ist der Mittelwert der 33% höchsten Wellen eines Seegangs und gleichzeitig über die Fläche des Spektrums, Gl. (31), mit dem Energiedichtespektrum liiert (siehe z.B. Clauss et al. (1988)):

$$H_s = \frac{3}{N_w} \sum_{k=1}^{N_w/3} H_k \equiv 4\sqrt{m_0}. \quad (32)$$

Die zweite charakteristische Grösse ist die Zero-upcrossing Periode. Sie ist das zeitliche Mittel von allen Perioden zwischen zwei Aufwärtsnullstellen:

$$T_0 = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N T_{0i} \equiv 2\pi \sqrt{\frac{m_0}{m_2}}. \quad (33)$$

Wie für die signifikante Wellenhöhe lässt sich auch für die Zero-upcrossing Periode ein Zusammenhang mit dem Energiedichtespektrum ableiten (Rice, 1944a,b). Die dafür benötigten Grössen  $m_0$  und  $m_2$  sind wie folgt definiert:

$$m_i = \int_0^{\infty} \omega^i S_{\zeta}(\omega) d\omega = \begin{cases} m_0 \text{ für } i = 0 : \text{Fläche unter dem Spektrum} \\ m_1 \text{ für } i = 1 : \text{statisches Moment} \\ m_2 \text{ für } i = 2 : \text{Moment zweiter Ordnung.} \end{cases} \quad (34)$$

Für Entwurfszwecke wurden in der Vergangenheit diverse Spektren modelliert, die auf der signifikanten Wellenhöhe  $H_s$  und der Zero-upcrossing Periode  $T_0$  basieren, so das Pierson-Moskowitz Spektrum (siehe z.B. Clauss et al., 1994):

$$S_{\zeta}(\omega) = 124 \frac{H_s^2}{T_0^4} \frac{1}{\omega^5} e^{-\frac{496}{T_0^4 \omega^4}}. \quad (35)$$

Nun stellt sich die Frage nach der Antwort einer Struktur im natürlichen Seegang. Zur Verfügung steht die im vorigen Abschnitt bestimmte Übertragungsfunktion  $H(\omega) = \frac{s_a(\omega)}{\zeta_a} e^{i\epsilon(\omega)} = |H(\omega)| e^{i\epsilon(\omega)}$ . Sie gibt die Bewegungsamplitude der Struktur  $s_a$  in einer regelmässigen Welle der Frequenz  $\omega_i$  mit der Amplitude  $\zeta_a = 1$  wieder. Verändert sich die Wellenamplitude zu  $\zeta_{ai}$ , so verändert sich auch die Bewegungsamplitude, aufgrund der Linearität proportional zur Wellenamplitude:  $s_{ai} = \frac{s_a(\omega_i)}{\zeta_a} \cdot \zeta_{ai}$ . Analog zum Energiegehalt der Elementarwellen, Gl. (30) ist die Energie der Antwort proportional zur quadratischen Amplitude:

$$S_s(\omega_i) d\omega = \frac{1}{2} s_{ai}^2 = \frac{1}{2} \left( \frac{s_a(\omega_i)}{\zeta_a} \right)^2 \zeta_{ai}^2 \quad (36)$$

Setzt man für  $\zeta_{ai}^2$  die umgeformte Gl. (30) ein, ergibt sich:

$$S_s(\omega_i) = \left( \frac{s_a(\omega_i)}{\zeta_a} \right)^2 S_{\zeta}(\omega_i). \quad (37)$$

Damit erhält man die Energiedichte der Antwort (Antwortspektrum  $S_s$ ) für alle Frequenzen durch Multiplikation des Seegangspektrums mit der quadrierten Übertragungsfunktion:

$$S_s(\omega) = |H(\omega)|^2 S_{\zeta}(\omega). \quad (38)$$

Abb. 2 rechts stellt diese Vorgehensweise am Beispiel der Tauchbewegung des Kranhalbtauchers vor (die Übertragungsfunktion ist nicht quadratisch dargestellt). Analog zur signifikanten Wellenhöhe lässt sich eine signifikante Doppelamplitude aus dem Antwortspektrum ermitteln:

$$(2s_a)_s = 4\sqrt{m_{0,s}} = 4\sqrt{\int_0^{\infty} S_s(\omega) d\omega}. \quad (39)$$

Dabei bezeichnet  $m_{0,s}$  die Fläche unter dem Antwortspektrum. Die signifikante Doppelamplitude der Tauchbewegung (oder anderer Bewegungen) entspricht dem arithmetischen Mittelwert der 33% höchsten Doppelamplituden, in Analogie zur signifikanten Wellenhöhe  $H_s$ . Die signifikante Doppelamplitude ist ein Bewertungskriterium für die Güte einer Struktur in einem vorgegebenen Seegangszustand (Kurzzeitstatistik). Auch eine mittlere Periode der Antwort kann aus dem Spektrum ermittelt werden:

$$T_{0,s} = 2\pi \sqrt{\frac{m_{0,s}}{m_{2,s}}}, \quad (40)$$

wobei die Grössen  $m_{0,s}$  und  $m_{2,s}$  nach Gl. (34) aus dem Antwortspektrum  $S_s(\omega)$  bestimmt werden.

Um das Verhalten einer Struktur in beliebigen Seegängen, als Funktion von  $T_0$ , zu bestimmen, wird eine solche Spektralanalyse für Seegangsspektren mit variierten Zero-upcrossing Perioden durchgeführt. Nach Normierung mit der jeweils eingehenden signifikanten Wellenhöhe  $H_s^2$  ergeben sich Seegangsspektren für einen Bereich von Zero-upcrossing Perioden, die für  $H_s = 1\text{m}$  gelten:

$$S_{\zeta,k}(\omega, T_{0k}) = \frac{S_{\zeta}(\omega, T_{0k})}{H_s^2} \quad \text{mit} \quad T_{0k} = 1, 2, 3s \dots \quad (41)$$

Die zugehörigen Antwortspektren sind somit:

$$S_{s,k}(\omega, T_{0k}) = |H(\omega)|^2 S_{\zeta,k}(\omega, T_{0k}), \quad (42)$$

und die daraus abgeleitete signifikante Doppelamplitude als Funktion von  $T_0$

$$\frac{(2s_{a,k})_s}{H_s}(T_0) = 4\sqrt{m_{0s,k}} = 4\sqrt{\int_0^\infty S_{s,k}(\omega, T_{0k}) d\omega}. \quad (43)$$

ist nun unabhängig von  $H_s$ . Diese Funktion wird signifikante Übertragungsfunktion genannt. Sie beschreibt das Verhalten einer Struktur in beliebigen Seegängen und ermöglicht den direkten Vergleich verschiedener Systeme oder Anordnungen im natürlichen Seegang.

Wenn eine Begrenzung der signifikanten Doppelamplitude der Bewegung für einen gegebenen Einsatz definiert ist,  $(2s_{ia})_s < (2s_{ia})_{s,zul}$ , kann in Verbindung mit der Umkehrfunktion der signifikanten Übertragungsfunktion (43) die operationsbedingte zulässige signifikante Wellenhöhe als Funktion von  $T_0$  ermittelt werden:

$$H_{s,zul}(T_0) = (2s_{ia})_{s,zul} \cdot \left( \frac{(2s_{ia})_s}{H_s} \right)^{-1}. \quad (44)$$

Dies bedeutet, dass jedem der durch  $T_0$  charakterisierten Seegänge eine zulässige signifikante Wellenhöhe zugeordnet ist. Angewandt auf eine Seegangsstatistik (wave scatter diagram) ergibt sich eine Trennlinie zwischen zulässigen und unzulässigen Seegangsbedingungen als Funktion von  $H_s$  und  $T_0$ . Addiert man die Auftretenswahrscheinlichkeiten der für die Operation unzulässigen Seegänge, so lässt sich die zu erwartende Wahrscheinlichkeit der Ausfallzeit eines Systems vor Ort in Prozent angeben (Clauss and Birk, 1996).

### 3.4 Ermittlung von Maximalwerten

Neben den signifikanten Werten von Wellenhöhe bzw. Doppelamplitude muss sich für eine sichere Durchführung einer Offshoreoperation auch die Frage nach den Maximalwerten stellen, die während dieser Operation auftreten können. In diesem Abschnitt wird die Ermittlung dieser Werte am Beispiel der Wellenhöhe etwas näher beleuchtet. Die gewonnenen Erkenntnisse können zur Bestimmung der Maximalwerte von Antworten übernommen werden.

Allgemein bekannt und vielfach verwendet wird der Wert für das Verhältnis von maximaler zu signifikanter Wellenhöhe  $H_{max}/H_s = 1.86$ . Er entsteht mit der Annahme eines dreistündigen (10800s) Seegangszustandes mit einer Zero-upcrossing Periode von  $T_0 = 10s$  aus der Gleichung

$$H_{max} = H_s \sqrt{\frac{\ln(N_w)}{2}}, \quad (45)$$

mit der Überlegung, dass während den drei Stunden etwa  $N_w = 1000$  Wellen auftreten (Chakrabarti, 1987). Wie im Folgenden gezeigt wird, ist Gleichung (45) aber nur eine Näherung für den Maximalwert.

Für die Herleitung des Maximalwertes wird ein Zufallsprozess  $\zeta(t)$  während einer Zeitdauer  $T_D$  mit einer Zero-upcrossing Periode  $T_0$  (Anzahl Wellen  $N_w = T_D/T_0$ ) betrachtet. Ein Ausschnitt eines solchen Zufallsprozesses ist in Abb. 5 oben für einen Seegang mit einer signifikanten Wellenhöhe von  $H_s = 1\text{m}$  dargestellt. Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung von Extremwerten wird vom Bandbreitenparameter  $\varepsilon$  beeinflusst, dieser drückt das Verhältnis der Anzahl Maxima und Minima zur Anzahl der Nulldurchgänge aus. Für allgemeine Zufallsprozesse fanden Cartwright and Longuet-Higgins (1956) eine Formulierung für die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung  $f(x)$  der Extremwerte in Abhängigkeit des Bandbreitenparameters. Die Formulierung enthält die beiden Grenzfälle

- $\varepsilon = 0$  (absolutes Schmalband): die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung  $f(x)$  geht in die Rayleighverteilung über und
- $\varepsilon = 1$  (weisses Rauschen): aus  $f(x)$  ergibt sich die Gaussverteilung.

Ein Vergleich der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen mit verschiedenen Bandbreitenparametern zeigt, dass Prozesse bis  $\varepsilon = 0.8$  lediglich mit einer Rayleighverteilung angenähert werden können (Hapel, 1990). Glücklicherweise besitzen voll ausgereifte Seegänge Bandbreiten, die unter diesem Grenzwert liegen. Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Wellenhöhen kann somit durch die Rayleighverteilung angenähert werden, deren einziger Parameter der quadratische Mittelwert der Wellenhöhen ist:

$$\varphi_R(H) = \frac{2H}{H_{RMS}^2} e^{-\frac{H^2}{H_{RMS}^2}}, \quad \text{mit} \quad H_{RMS}^2 = \frac{1}{N_w} \sum_{j=1}^{N_w} H_j^2. \quad (46)$$

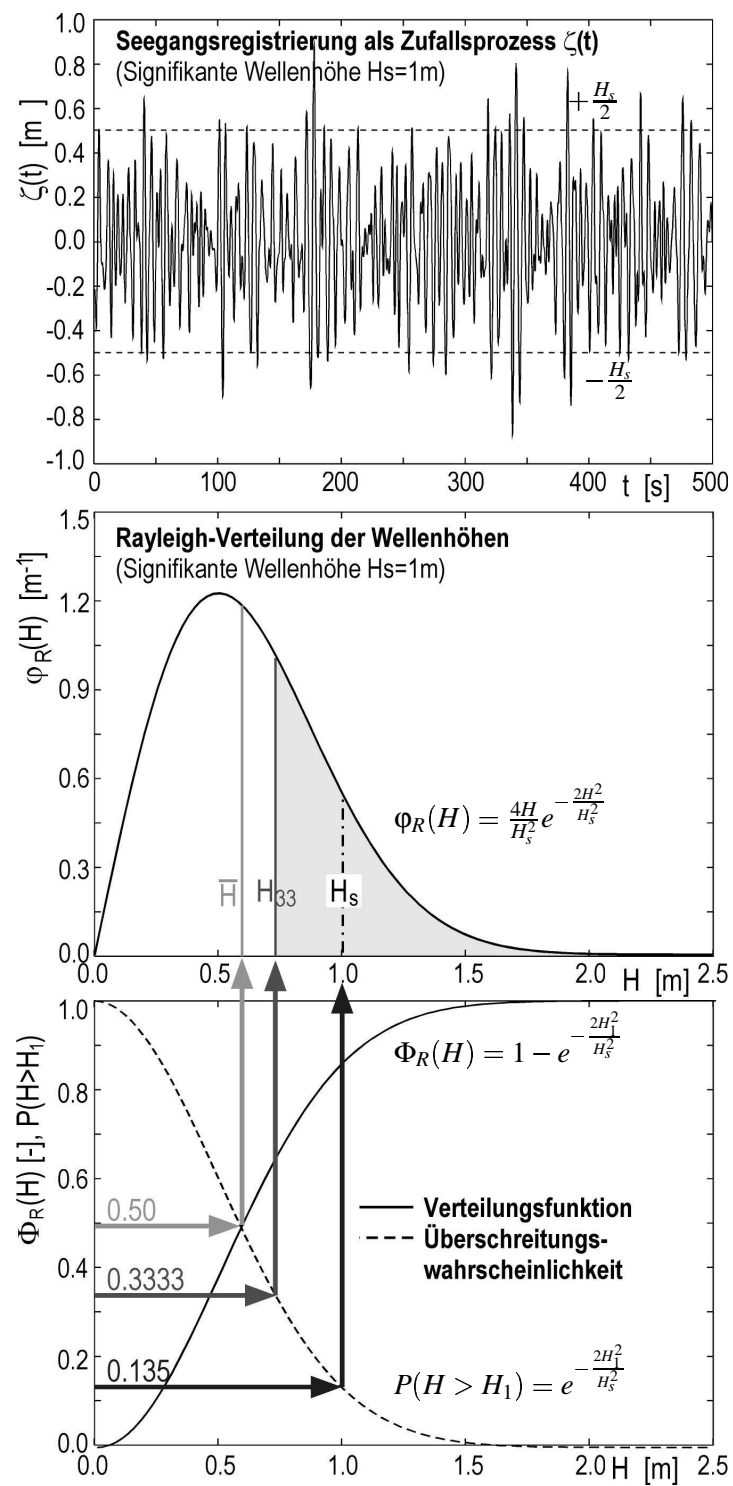
Der quadratische Mittelwert  $H_{RMS}^2$  wird direkt aus der Registrierung gewonnen. Integriert man die Wahrscheinlichkeitsdichte, erhält man die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Wellenhöhen:

$$\Phi_R(H_1) = \int_0^{H_1} \varphi_R(H) dH = 1 - e^{-\frac{H_1^2}{H_{RMS}^2}} \quad (47)$$

mit der angegeben kann, wieviel Prozent aller Wellen unter einem gegebenen Niveau  $H_1$  liegen. Je höher diese Grenze gewählt wird, umso mehr Wellen gibt es, deren Höhe unterhalb  $H_1$  ist. Die Umkehrung von der Wahrscheinlichkeitsverteilung ist die Überschreitungswahrscheinlichkeit  $P(H > H_1)$ , mit der ein gegebenes Niveau  $H_1$  übertroffen wird:

$$P(H > H_1) = 1 - \Phi_R(H_1) = e^{-\frac{H_1^2}{H_{RMS}^2}}. \quad (48)$$

In Abb. 5 ist die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Wellenhöhen für den abgebildeten Seegang ( $H_s = 1\text{m}$ ) sowie die zugehörige Wahrscheinlichkeitsverteilung und Überschreitungswahrscheinlichkeit dargestellt. Die Darstellung dieser Funktion mit der anschaulicheren signifikanten Wellenhöhe erfordert die Herleitung der Beziehung zwischen  $H_s$  und  $H_{RMS}$ . Die signifikante Wellenhöhe entspricht dem Flächenschwerpunkt der grau schattierten Fläche unter der Rayleighverteilung in Abb. 5.



**Abb. 5.** Seegangsregistrierung  $\zeta(t)$  als Zufallsprozess ( $H_s = 1\text{m}$ ) und zugehörige Rayleighverteilung der Wellenhöhen  $\phi_R(H)$  sowie Verteilungsfunktion  $\Phi_R(H)$  und Überschreitungswahrscheinlichkeit  $P(H > H_1)$ .

Deren untere Grenze wird mit  $H_{33}$  bezeichnet. Sie ist die kleinste der 33% höchsten Wellen und wird aus der Überschreitungswahrscheinlichkeit gewonnen:

$$P(H > H_{33}) = e^{-\frac{H_{33}^2}{H_{RMS}^2}} = \frac{1}{3} \implies H_{33} = \sqrt{\ln(3)} H_{RMS}. \quad (49)$$

Damit kann nun die signifikante Wellenhöhe  $H_s$  bestimmt werden:

$$H_s = \frac{\int_{H_{33}}^{\infty} H \varphi_R(H) dH}{\int_{H_{33}}^{\infty} \varphi_R(H) dH} = 3 \cdot \int_{H_{33}}^{\infty} H \varphi_R(H) dH = 3 \cdot \int_{H_{33}}^{\infty} \frac{2H^2}{H_{RMS}^2} e^{-\frac{H^2}{H_{RMS}^2}} dH. \quad (50)$$

Dieses Integral ist allerdings nur numerisch lösbar. Es ergibt sich:

$$H_s \approx 1.416 H_{RMS} \approx \sqrt{2} H_{RMS}. \quad (51)$$

Auch die mittlere Wellenhöhe  $\bar{H}$  in einer Registrierung kann nach dem gleichen Schema aus der Rayleighverteilung ermittelt werden. Sie entspricht dem Flächenschwerpunkt der Rayleighverteilung. Die Fläche im Nenner wird in diesem Fall Eins. Bei Auswertung einer Registrierung ergibt sich die mittlere Wellenhöhe aus dem arithmetischen Mittelwert aller Wellenhöhen:

$$\begin{aligned} \bar{H} &= \frac{1}{N_w} \sum_{k=1}^{N_w} H_k \equiv \frac{\int_0^{\infty} H \varphi_R(H) dH}{\int_0^{\infty} \varphi_R(H) dH} = 1 \cdot \int_{H_{33}}^{\infty} H \varphi_R(H) dH \\ &\implies \bar{H} \approx 0.886 H_{RMS} \approx 0.626 H_s. \end{aligned} \quad (52)$$

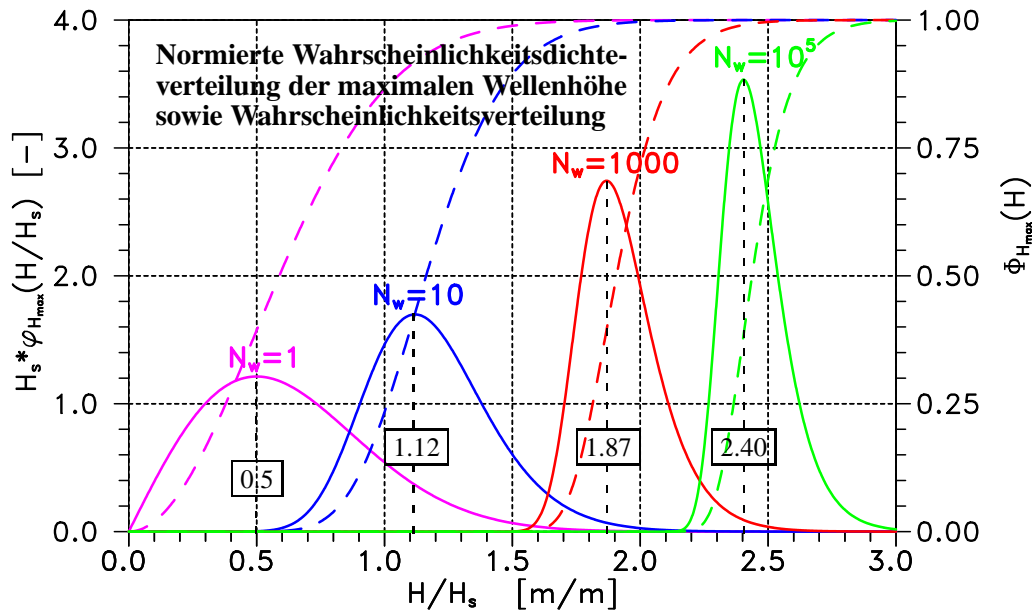
Die Rayleighverteilung (46), Wahrscheinlichkeitsverteilung (47) sowie die Überschreitungswahrscheinlichkeit (48) können nun, durch Einsetzen von Gl. (51), mit dem Parameter der signifikanten Wellenhöhe beschrieben werden:

$$\varphi_R(H) = \frac{4H}{H_s^2} e^{-\frac{2H^2}{H_s^2}}, \quad (53)$$

$$\Phi_R(H_1) = 1 - e^{-\frac{2H_1^2}{H_s^2}}, \quad (54)$$

$$P(H > H_1) = e^{-\frac{2H_1^2}{H_s^2}}. \quad (55)$$

Anhand dieser drei Gleichungen kann man nun die maximale Wellenhöhe bestimmen. Dazu stelle man sich eine unendlich lange Stichprobe eines stationären und ergodischen Zufallsprozesses  $\zeta(t)$  vor. Ein Zufallsprozess wird stationär genannt, wenn sein Mittelwert unabhängig von der Zeit ist. Ergodizität bedeutet räumliche Konstanz, d.h. wenn die Mittelwerte von mehreren voneinander unabhängigen Registrierungen in einem Seegebiet überein stimmen. Die Verteilung der Wellenhöhen dieser Registrierung entspricht der Rayleighverteilung  $\varphi(H)$ , wie sie in Gl. (53) definiert ist, mit der daraus folgenden Wahrscheinlichkeitsverteilung  $\Phi_R(H_1)$  aus Gl. (54) sowie der Überschreitungswahrscheinlichkeit  $P(H > H_1)$  aus Gl. (55). Die Höhe einer einzelnen, zufällig aus der unendlich langen Registrierung herausgegriffenen Welle liegt mit einer Wahrscheinlichkeit von  $\Phi_R(H_1)$  unterhalb eines gegebenen Niveaus  $H_1$  (Abb. 5). Und die Wahrscheinlichkeit, dass ihre Höhe  $H$  dieses



**Abb. 6.** Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der maximalen Wellenhöhe in Abhängigkeit der Anzahl Registrierungen  $N_w = 1, 10, 1000$  und  $10^5$  ( $N_w = 1$  entspricht der ursprünglichen Rayleighverteilung der Wellenhöhen) sowie die daraus resultierende Wahrscheinlichkeitsverteilung der maximalen Wellenhöhen.

Niveau überschreitet ist  $P(H > H_1) = 1 - \Phi_R(H_1)$ . Nun greift man statt der einzelnen Welle zwei aufeinanderfolgende Wellen willkürlich aus der Registrierung heraus. Jede dieser Wellen hat wieder die Auftretenswahrscheinlichkeit  $\Phi_R(H_1)$ . Da die Wellen statistisch unabhängig voneinander sind, ergibt sich für diese Wellengruppe aus zwei Wellen die kumulative Wahrscheinlichkeit  $\Phi_R^2(H_1)$ . Mit den zwei Wellen ist die Wahrscheinlichkeit, dass die Grenze  $H_1$  überschritten wird, geringfügig größer als bei der einzelnen Welle, nämlich  $1 - \Phi_R^2(H_1)$ . Je mehr Wellen betrachtet werden, umso größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass die Wellengruppe eine Welle enthält, deren Höhe über dem Niveau  $H_1$  liegt. Das ist die Aussage des sogenannten Multiplikationssatzes für unabhängige Wahrscheinlichkeiten (Hapel, 1990). In  $N_w$  Wellen ist die Überschreitungswahrscheinlichkeit damit:

$$P(H > H_1) = 1 - \Phi_R^{N_w}(H_1). \quad (56)$$

Diese Gleichung beschreibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine gegebene Grenze  $H_1$  in einer Folge von  $N_w$  Wellen überschritten wird. Damit ist die Grundlage für die Ermittlung der maximalen Wellenhöhe geschaffen. Die zu dieser Überschreitungswahrscheinlichkeit (56) gehörige Wahrscheinlichkeitsverteilung ist:

$$\Phi_{H_{\max}}(H_1) = P(H < H_1) = \Phi_R^{N_w}(H_1) = \left[ 1 - e^{-\frac{2H_1^2}{H_s^2}} \right]^{N_w} \quad (57)$$

Ersetzt man in Gl. (57)  $H_1$  durch die allgemeinere Bezeichnung  $H$  und differenziert sie nach  $H$ , erhält man die dazugehörige Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für die maximale Wellenhöhe:

$$\varphi_{H_{\max}}(H) = \frac{d(\Phi_R^{N_w}(H))}{dH} = N_w \Phi_R^{N_w-1}(H) \varphi_R(H) = N_w \left[ 1 - e^{-\frac{2H^2}{H_s^2}} \right]^{N_w-1} \frac{4H}{H_s^2} e^{-\frac{2H^2}{H_s^2}}. \quad (58)$$

Diese Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der maximalen Wellenhöhe ist, normiert mit der signifikanten Wellenhöhe, in Abb. 6 für  $N_w = 1, 10, 1000$  und  $10^5$  Wellen dargestellt. Für  $N_w = 1$  reduziert sich die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung auf die zugrundeliegende Rayleighverteilung (53), die der Verteilung der Wellenhöhen der Registrierung entspricht. Anhand der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung (58) kann nun die Wahrscheinlichkeit, mit der ein gegebenes Maximum in  $N_w$  Wellen überschritten wird, angegeben werden. Dazu betrachtet man die ebenfalls in Abb. 6 dargestellten Wahrscheinlichkeitsverteilungen  $\Phi_{H_{max}}(H)$  nach Gl. (57) für die maximale Wellenhöhe. Die dazugehörige Überschreitungswahrscheinlichkeit ist nach Gl. (56)  $1 - \Phi_{H_{max}}(H)$ . Damit ergeben sich die folgenden Wahrscheinlichkeiten für eine mit  $H_s$  ins Verhältnis gesetzte maximale Wellenhöhe  $H_{max}$ :

$\frac{H_{max}}{H_s}$	Anzahl der Wellen $N_w$			
	1	10	$10^3$	$10^5$
1	13.53	76.64	100.0	100.0
1.5	1.11	10.57	99.99	100.0
1.86	0.10	0.98	62.81	100.0
2	0.034	0.34	28.50	100.0
2.5	0.0	0.0	0.37	31.11
2.9	0.0	0.0	0.0	0.15

**Tab. 1.** Überschreitungswahrscheinlichkeit der maximalen Wellenhöhe in % in Abhängigkeit der Anzahl der Wellen  $N_w$ .

Das heisst, eine einzelne, willkürlich aus der unendlich langen Registrierung herausgegriffene Welle liegt immerhin mit einer Wahrscheinlichkeit von fast 14% über der signifikanten Wellenhöhe. Und in einer Folge von zehn Wellen ist schon mit 77% eine der Wellen grösser als die signifikante Wellenhöhe selber. Bei 1000 und mehr Wellen liegt diese Wahrscheinlichkeit bei 100%. Wie die letzte Spalte mit  $10^5$  Wellen zeigt, lassen sich statistische Extremwerte beliebig weitertreiben. Eine Grenze für sinnvolle Zahlen wird jedoch durch die Dauer vorgegeben, in der Seegänge stationär bleiben. Ein Sturm mit einer Zero-upcrossing Periode von  $T_0 = 10s$  müsste für  $10^5$  Wellen mehr als 11 Tage anhalten - ein sehr unwahrscheinlicher Zustand. Der bekannte Wert 1.86 wird in einer Folge von 1000 Wellen mit einer 63%-igen Wahrscheinlichkeit überschritten. Und selbst die doppelte signifikante Wellenhöhe wird mit einer Wahrscheinlichkeit von fast 29% überschritten. Das bedeutet, mindestens in jeder vierten Registrierung kommt eine Welle vor, die zweimal so gross wie die signifikante Wellenhöhe ist. Der Spitzenwert von  $H_{max}/H_s = 2.9$  ist zwar mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.15 in  $10^5$  Wellen extrem selten, aber nach Faulkner (2003) durchaus schon beobachtet worden. Im Übrigen stimmen die in Tab. 1 aufgeführten Überschreitungswahrscheinlichkeiten bzw. die in Abb. 6 dargestellten Wahrscheinlichkeitsverteilungen mit seinen Untersuchungen überein.

Diese Statistiken könnten nun weitergetrieben werden, je mehr Wellen betrachtet werden, umso höhere Wellen werden mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit auftreten. Für die praktische Anwendung stellt sich aber die Frage nach der maximalen Wellenhöhe, die Entwürfen oder Operationen zugrunde gelegt werden kann. Darauf gibt es zwei mögliche Antworten:

- die wahrscheinlichste maximale Wellenhöhe in einer Folge von  $N_w$  Wellen
- und die mittlere maximale Wellenhöhe, die sich durch Mittelung der maximalen Wellenhöhen aus mehreren Wellengruppen, die alle  $N_w$  Wellen beinhalten, ergibt.



Die wahrscheinlichste maximale Wellenhöhe, also die mit der grössten Wahrscheinlichkeit, befindet sich an der Stelle, wo die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung ihr Maximum hat. Dieses erhält man durch Nullsetzen der Ableitung von  $\varphi_{H_{max}}(H)$ , Gl. (58):

$$\frac{d\varphi_{H_{max}}(H)}{dH} = 0 \quad (59)$$

Die Ableitung der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung Gl. (58) nach der Wellenhöhe ist umständlich und wird daher im folgenden kurz skizziert:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dH} \left( \underbrace{N_w \left[ 1 - e^{-\frac{2H^2}{H_s^2}} \right]}_u \underbrace{\left[ \frac{4H}{H_s^2} e^{-\frac{2H^2}{H_s^2}} \right]}_v \right) &= u'v + u(f'g + fg') \\ &= \left\{ N_w(N_w - 1) \left[ 1 - e^{-\frac{2H^2}{H_s^2}} \right]^{N_w-2} \frac{4H}{H_s^2} e^{-\frac{2H^2}{H_s^2}} \right\} \frac{4H}{H_s^2} e^{-\frac{2H^2}{H_s^2}} + \\ &N_w \left[ 1 - e^{-\frac{2H^2}{H_s^2}} \right]^{N_w-1} \left\{ \frac{4}{H_s^2} e^{-\frac{2H^2}{H_s^2}} - \frac{4H}{H_s^2} \left( -\frac{4H}{H_s^2} \right) e^{-\frac{2H^2}{H_s^2}} \right\}. \end{aligned}$$

Wird diese Ableitung zu Null gesetzt, ergibt sich eine implizite Gleichung für die Lösung der wahrscheinlichsten maximalen Wellenhöhe:

$$\left[ N_w \frac{4H^2}{H_s^2} - 1 \right] e^{-\frac{2H^2}{H_s^2}} - \left[ \frac{4H^2}{H_s^2} - 1 \right] = 0. \quad (60)$$

Die Umstellung nach Anzahl der Wellen  $N_w$  ergibt eine Gleichung, die numerisch, graphisch oder approximativ gelöst werden kann:

$$N_w = \frac{H_s^2}{4H^2} + \frac{1}{e^{-\frac{2H^2}{H_s^2}}} - \frac{H_s^2}{4H^2 e^{-\frac{2H^2}{H_s^2}}}. \quad (61)$$

Für die in Abb. 6 dargestellten Wahrscheinlichkeitsdichten ist der Wert der wahrscheinlichsten maximalen Wellenhöhe nach Gl. (61) für die jeweilige Anzahl Wellen  $N_w$  eingetragen. Betrachtet man 1000 aufeinanderfolgende Wellen, so ist die wahrscheinlichste maximale Welle eine, die das 1.87-fache der signifikanten Wellenhöhe beträgt. Greift man sich eine einzige Welle heraus, also  $N_w = 1$ , entspricht ihre Wellenhöhe der halben signifikanten Wellenhöhe. Im Übrigen lässt sich aus dieser Tatsache eine Beziehung zwischen dem Maximum der Rayleighverteilung und der signifikanten Wellenhöhe herstellen: das Maximum der Rayleighverteilung liegt an der Stelle  $0.5H_s$ .

Für die Bestimmung des statistisch erwarteten Maximalwertes muss man noch einmal die unendlich lange Registrierung heranziehen. Jetzt schneidet man nicht eine, sondern  $N_r$  Wellengruppen aus der Registrierung heraus. Man erhält  $N_r$  unterschiedliche maximale Wellenhöhen. Der statistisch erwartete Maximalwert ergibt sich durch Mittelung der  $N_r$  Maximalwerte. Er entspricht dem Flächenschwerpunkt unter der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung. Man bestimmt ihn, in Analogie zur

Anzahl der Wellen $N_w$	10	100	$10^3$	$10^5$
Überschlagsnäherung, Gl. (45)	1.07	1.52	1.86	2.40
Wahrscheinlichste maximale Wellenhöhe, Gl. (61)	1.12	1.54	1.87	2.40
Mittelwert der maximalen Wellenhöhen, Gl. (64)	1.21	1.61	1.94	2.46
Abweichung	13.1%	5.92%	4.3%	2.5%

**Tab. 2.** Vergleich der maximalen Wellenhöhe nach der vielfach verwendeten Näherung, der wahrscheinlichsten maximalen Wellenhöhe, sowie dem Mittelwert der maximalen Wellenhöhe.

signifikanten Wellenhöhe in Gleichung (50), durch Integration der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung (58):

$$H_{max} = \int_0^{\infty} H \phi_{H_{max}}(H) dH. \quad (62)$$

Auch diese Gleichung ist nicht geschlossen lösbar. Für Gaußsche Zufallsprozesse hat Longuet-Higgins (1952) folgende Näherungslösung berechnet:

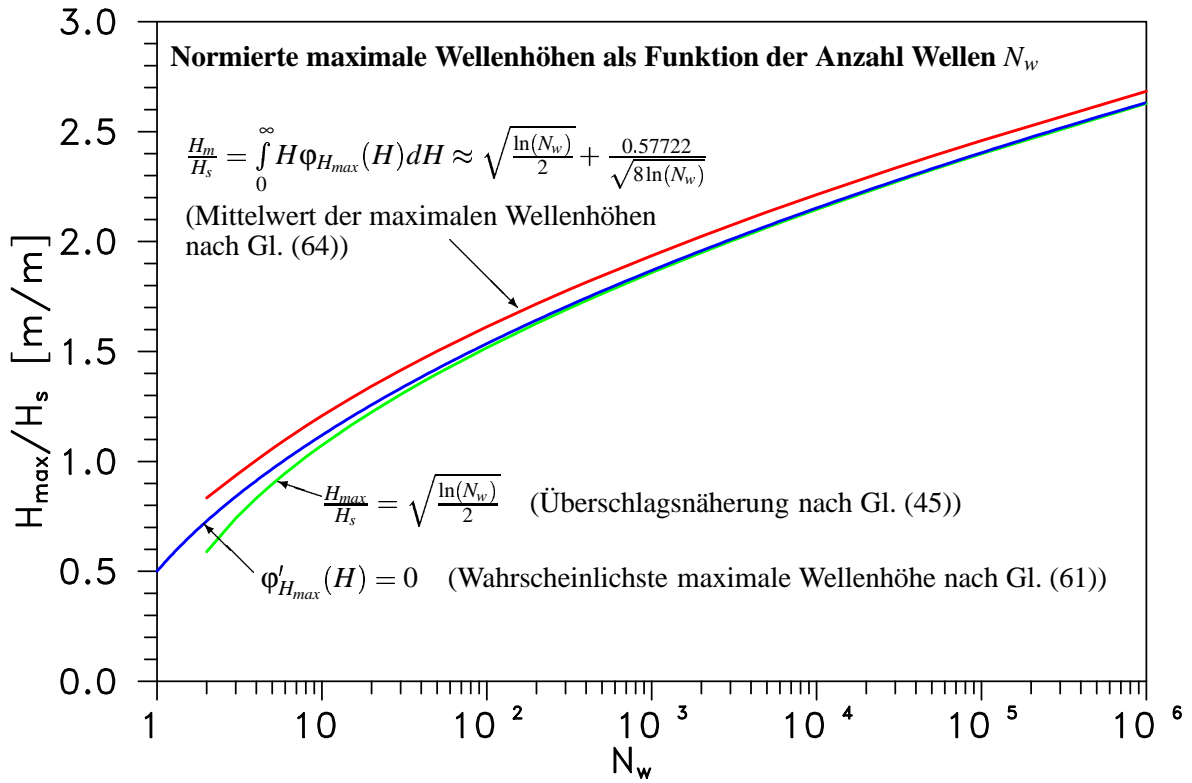
$$\frac{H_m}{H_s} = \sqrt{\frac{\ln(N_w)}{2}} + \frac{0.57722}{\sqrt{8 \ln(N_w)}} - \frac{\pi^2/6 + 0.57722^2}{4 \sqrt[3]{2 \ln(N_w)}}, \quad (63)$$

die in dieser Form für  $N_w > 10$  und schmalbandige Zufallsprozesse gilt. Der dritte Term in Gl. 64 wird allerdings für  $N_w > 100$  sehr klein, so dass er in der Praxis vernachlässigt wird. Es bleibt die Beziehung:

$$\frac{H_m}{H_s} = \sqrt{\frac{\ln(N_w)}{2}} + \frac{0.57722}{\sqrt{8 \ln(N_w)}} \quad (64)$$

An dieser Beziehung für die maximale Wellenhöhe ist nun erkennenbar, dass Gl. (45) eine grobe Annäherung für die maximale Wellenhöhe darstellt, da sie sich auf den ersten Term von Gl. (64) beschränkt. Der Vergleich der drei Näherungen (45), (61) und (64) ergibt in Abhängigkeit der Anzahl Wellen die in Tab. 2 aufgeführten Werte. Die Abweichung, die bei Anwendung der ersten Näherungslösung, Gl. (45), im Vergleich zu Gl. (64) gemacht wird, liegt für 1000 Wellen immerhin noch bei 4.3%. Dies ist nicht viel, könnte aber für die Sicherheit von Schiffen und Offshorestrukturen bzw. für den Entwurf doch von Bedeutung sein. Denn bei Auslegung einer Struktur bezüglich des Jahrhundertsturms mit einer signifikanten Wellenhöhe von z.B.  $H_s = 17\text{m}$ , ist die zu erwartende maximale Wellenhöhe in 1000 Wellen nach Gl. (45) 31.62m hoch. Wird die maximale Wellenhöhe nach Gl. (64) bestimmt, ergibt sich  $H_{max} = 32.98\text{m}$ . Dies resultiert in einer Differenz von immerhin 1.36m, ein Wert, der für die Auslegung von Offshorestrukturen nicht vernachlässigbar ist. Die wahrscheinlichste maximale Wellenhöhe nach Gl. (61) geht für  $N_w > 1000$  asymptotisch in die erste Näherungslösung über. Dies wird auch aus Abb. 7 ersichtlich, in welcher die drei Näherungslösungen dargestellt sind. Gleichung (64) für den Mittelwert der höchsten Wellen liefert über den ganzen Bereich die grössten Werte. Die Differenz stellt den Abstand vom Maximum der Dichteverteilung zu ihrem Flächenschwerpunkt dar, der auch für grosse  $N_w$  noch vorhanden ist.

Die letzte Frage, die im Zusammenhang mit der maximalen Wellenhöhe gestellt werden muss, ist die nach der Anzahl Wellen, die für die Berechnung sinnvoll ist. Die unendlich lange Registrierung, die der Herleitung der maximalen Wellenhöhe zugrunde liegt, ist eine hypothetische Grösse. Sie kann durch Zusammenfügen einzelner Registrierungen gewonnen werden, die entweder über Jahre hinweg



**Abb. 7.** Näherungen für die erwartete maximale Wellenhöhe (mit der signifikanten Wellenhöhe  $H_s$  normiert) in Abhängigkeit der Anzahl Wellen.

bei gleichen Seegangsbedingungen gesammelt wurden oder aus einzelnen Messungen, die einem begrenzten Seegebiet entstammen und gleichzeitig, unter Voraussetzung der Ergodizität, gemessen wurden. In der Praxis geht man jedoch davon aus, dass ein Seegangszustand an einem Ort, bzw. an einer Position etwa drei Stunden anhält. In drei Stunden passieren in einem Sturm, der durch eine Zero-upcrossing Periode von  $T_0 = 10$ s charakterisiert ist, gut 1000 Wellen die Struktur. Das ist der Wert, welcher den statistischen Ermittlungen der maximalen Wellenhöhe zugrunde liegt.

Zur Bestimmung der Maximalwerte von Strukturantworten können dieselben Gleichungen (45), (61) oder (64) verwendet werden, wobei aber die Anzahl der Bewegungszyklen  $N_A$  (statt Anzahl der Wellen  $N_w$ ) in die Gleichungen eingesetzt werden muss. Im Frequenzbereich wird die Anzahl der Wellen aus der Dauer der Registrierung  $T_D$  sowie der Zero-upcrossing Periode der Antwort nach Gl. (40) ermittelt:

$$N_A = \frac{T_D}{T_{0,j}} = \frac{T_D}{2\pi} \sqrt{\frac{m_{2,j}}{m_{0,j}}}. \quad (65)$$

### 3.5 Transformation in den Zeitbereich

Frequenzbereichsanalysen sind, wie beschrieben, ein Mittel, um schnell und effektiv das Verhalten von Strukturen im Seegang zu bestimmen. Die daraus resultierenden Ergebnisse führen zu Aussagen, die statistisch interpretierbar sind. Mit Analysen im Zeitbereich hingegen können Strukturen in beliebigen, deterministischen Wellenzügen untersucht werden, woraus sich eine direkte Kausalität

von Ursache und Wirkung ableiten lässt. In diesem Abschnitt wird ein Verfahren vorgestellt, wie Frequenzbereichsergebnisse in den Zeitbereich transformiert werden. Dieses Verfahren vereint die Vorteile von Frequenzbereichsanalysen (schnelle Berechnung) mit der Möglichkeit deterministischer Untersuchungen eines Systems in beliebigen Seegängen. Es bietet den Vorteil, dass Auswirkungen von Extremereignissen untersucht und somit Grenzen für Frequenzbereichsanalysen festgestellt werden können.

Grundlage der Transformation sind Impulsantwortfunktionen, welche die Antwort eines Systems auf einen Einheitsimpuls beschreiben. Für ein beliebiges System, dargestellt durch den Kasten **S**, zeigt Abb. 8, wie ein zeitlich veränderliches Eingangssignal  $f(t)$  gefiltert wird und die Antwort des Systems  $g(t)$  ergibt. Einzige Voraussetzung an das System ist dessen Linearität und Zeitinvarianz, d.h. es gilt:

$$\begin{aligned} S(c_1 f_1(t) + c_2 f_2(t)) &= c_1 g_1(t) + c_2 g_2(t) \\ S(f(t - \tau)) &= g(t - \tau). \end{aligned} \quad (66)$$

Zur allgemeinen mathematischen Beschreibung wird ein Rechteckimpuls als Eingangsfunktion gewählt, definiert durch:

$$s_T(t) = \begin{cases} 1/T & \text{für } |t| \leq T/2 \\ 0 & \text{für } |t| > T/2 \end{cases} \quad (67)$$

mit der Fläche

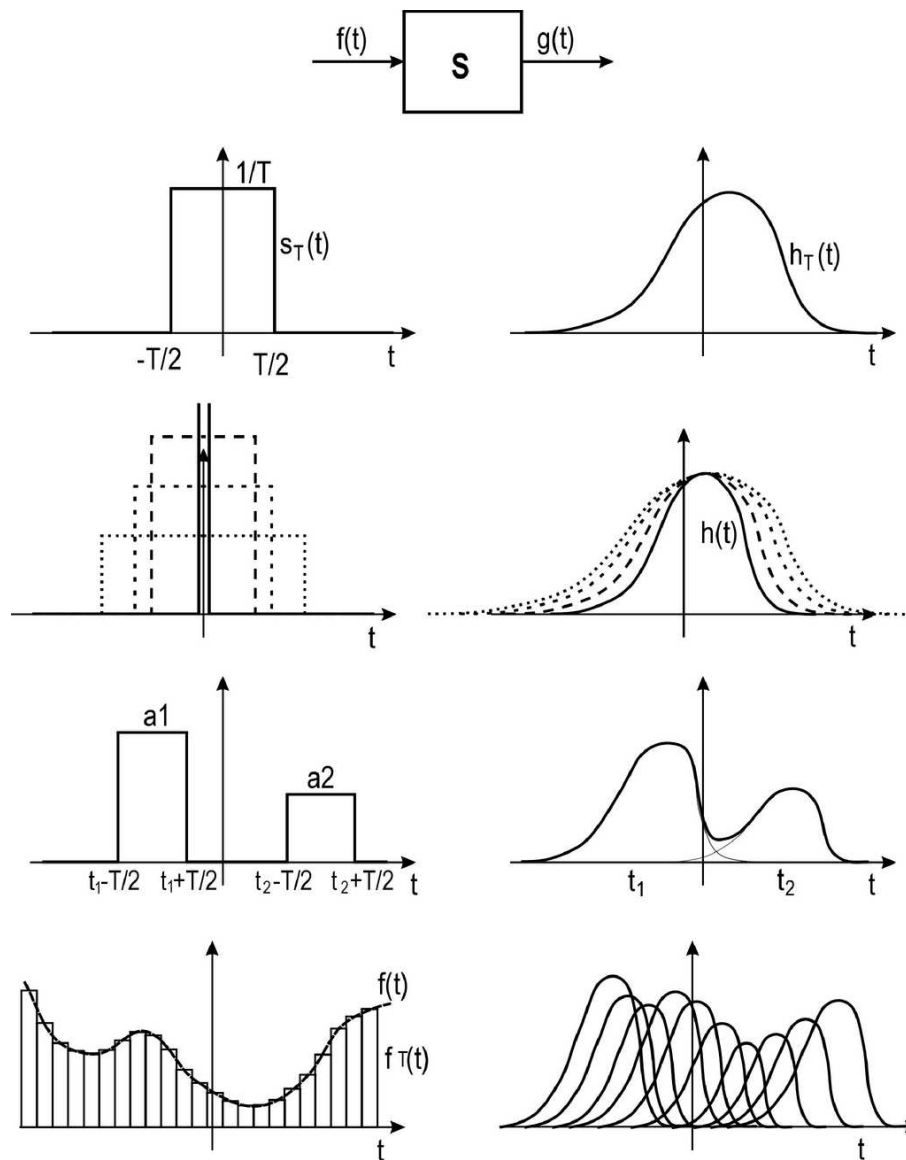
$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{T} dt = 1. \quad (68)$$

Dieses Signal erzeugt eine Systemantwort  $h_T(t)$ . Betrachtet man den Grenzfall  $T \rightarrow 0$ , wird der Eingangsimpuls gegen  $\infty$  gehen und die Antwort gegen eine bestimmte Funktion, die Impulsantwort  $h(t)$ , konvergieren. Mathematisch ist der unendlich hohe Rechteckimpuls durch die Delta-Funktion  $\delta(t)$  beschreibbar (Bronstein et al., 1995), mit den Eigenschaften

$$\begin{aligned} \delta(t) &= \begin{cases} \infty & \text{für } t = 0 \\ 0 & \text{für } t \neq 0 \end{cases} \\ \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) dt &= 1, \quad \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) f(t) dt = f(0) \end{aligned} \quad (69)$$

Die Impulsantwortfunktion ist deswegen so wichtig, da mit ihrer Hilfe die Antwort des Systems auf jedes beliebige Eingangssignal vorhergesagt werden kann. Wir betrachten zunächst die Antwort des Systems auf zwei Impulse der Länge  $T$  mit den Höhen  $a_1$  und  $a_2$  zu den Zeitpunkten  $t_1, t_2$  (Abb. 8), also  $f(t) = a_1 T s_T(t - t_1) + a_2 T s_T(t - t_2)$ : Für das Ausgangssignal ergibt sich wegen der Linearität und Zeitinvarianz  $g(t) = S(f(t)) = a_1 T h_T(t - t_1) + a_2 T h_T(t - t_2)$ . Ein beliebiges stetiges Eingangssignal kann als Reihe von Impulsen angenähert werden,  $f(t) \approx f_T(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} f(kT) T s_T(t - kT)$ . Dann ist das Ausgangssignal  $g_T(t) = S(f_T(t)) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} f(kT) T h_T(t - kT)$ . Lässt man die Intervallbreite gegen Null gehen, ergibt sich für das Antwortsignal:

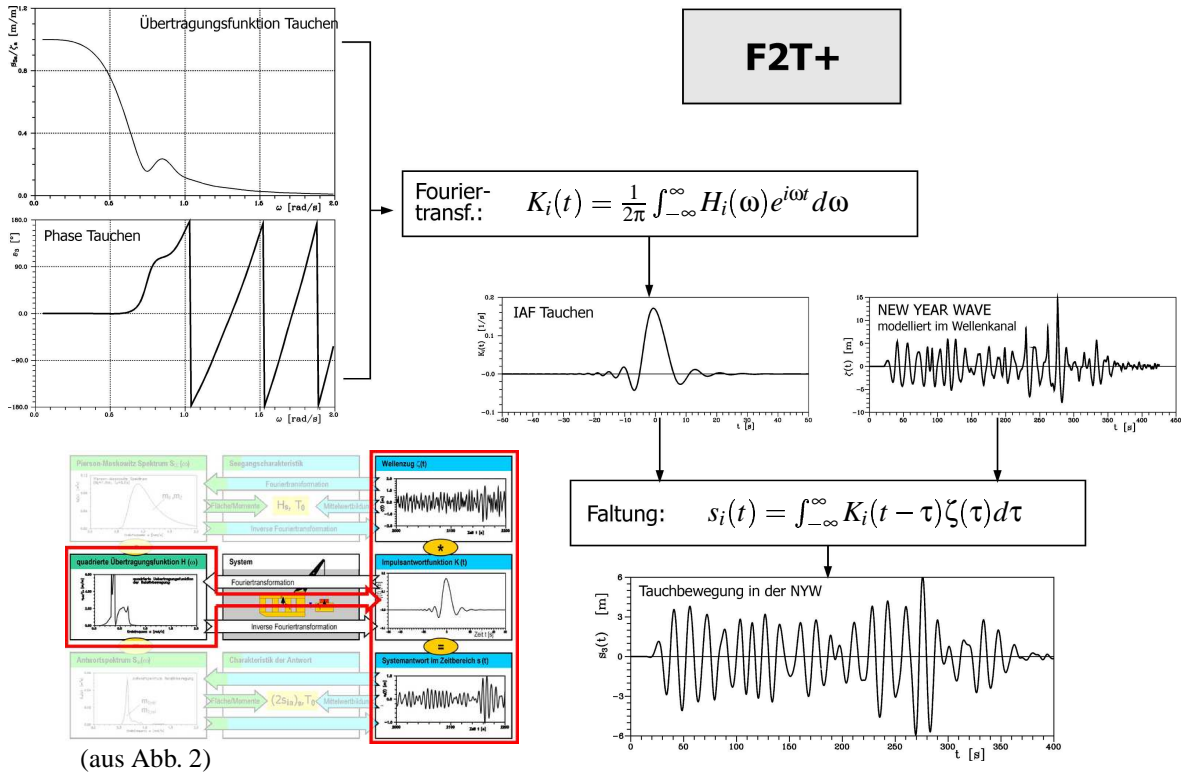
$$\begin{aligned} g(t) &= \lim_{T \rightarrow 0} \sum_{k=-\infty}^{\infty} f(kT) h_T(t - kT) T \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) h(t - \tau) d\tau = f(t) * h(t) \end{aligned} \quad (70)$$



**Abb. 8.** Schematische Darstellung der Beziehung von Rechteckimpuls und Impulsantwort eines Systems.

mit  $\tau = kT$  und  $\lim_{T \rightarrow 0} h_T \rightarrow h_T$ , d.h. die Antwort eines linearen, zeitinvarianten Systems auf eine beliebige Erregung ergibt sich aus der Faltung der Erregung mit der Impulsantwortfunktion.

Für alle linearen, zeitinvarianten Systeme existiert eine eindeutig bestimmte Impulsantwortfunktion, deren Ermittlung aus Frequenzbereichsergebnissen am Beispiel der Tauchbewegung einer Transportbarge in Abb. 9 gezeigt wird. Die Ergebnisse im Frequenzbereich liegen als komplexe Übertragungsfunktionen vor (Betrag und Phase), berechnet mit dem Programmsystem WAMIT. Die im Frequenzbereich definierte Übertragungsfunktion  $H_i(\omega)$  ist mit der im Zeitbereich definierten Impulsantwort-



**Abb. 9.** F2T+: Transformation von Frequenzbereichsergebnissen in den Zeitbereich. Die (komplexen) Übertragungsfunktionen werden mittels Fouriertransformation in Impulsantwortfunktionen umgewandelt (F2T), welche die Grundlage für die Ermittlung der Strukturantworten in beliebigen Wellenzügen bilden.

funktion  $K_i(t)$  über das Fouriertransformationspaar verknüpft (Cummins, 1962):

$$H_i(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K_i(t) e^{-i\omega t} dt, \quad (71)$$

$$2\pi K_i(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H_i(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (72)$$

Physikalisch sinnvolle Bereiche sind  $(0 \leq \omega < \infty)$  und  $(-\infty < t < \infty)$ . Da  $K_i$  real ist, also  $H_i(-\omega) = H_i^*(\omega)$ , kann für die Impulsantwortfunktion

$$K_i(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} [\Re(H_i) \cos(\omega t) - \Im(H_i) \sin(\omega t)] d\omega \quad (73)$$

geschrieben werden. Die Fouriertransformierte wird numerisch mittels Filon Quadratur (Abramowitz and Stegun, 1964) ermittelt, eine Methode, die recht genaue Ergebnisse für den benötigten grossen Zeitbereich liefert. Die zugrunde liegende Übertragungsfunktion muss bei sehr kleinen Frequenzschrittwerten über einen grossen Frequenzbereich vorliegen. Für zu grosse Frequenzschrittwerten liefert die numerische Integration fehlerhafte Ergebnisse. Ferner muss der Frequenzbereich alle die

für die Struktur physikalisch relevanten Frequenzen abdecken, um Abschneidefehler zu vermeiden. Diese Methode wurde von J.N. Newman als WAMIT Postprocessor in Fortran entwickelt und als Beta-Version zur Verfügung gestellt. Die Transformation der Übertragungsfunktionen in Impulsantwortfunktionen ist das Kernstück der Umwandlung von Frequenzbereichsergebnissen in den Zeitbereich und wurde von J.N. Newman F2T (Frequency- to Time-domain) genannt.

Sind die Impulsantwortfunktionen  $K_i(t)$  aus den Übertragungsfunktionen ermittelt, können die Antworten  $s_i(t)$  eines Systems für beliebige Wellenzüge  $\zeta(t)$  mittels Faltung berechnet werden:

$$s_i(t) = \int_{\tau=-\infty}^{\infty} K_i(t - \tau) \zeta(\tau) d\tau. \quad (74)$$

Diese Erweiterung von F2T zur Bestimmung von Strukturantworten in beliebigen Seegängen wird *F2T+* genannt und beinhaltet nun neben der Transformation der Frequenzbereichsergebnisse auch die Faltung der Impulsantwortfunktionen mit beliebigen Wellenzügen.

Der Vorteil einer solchen Transformation gegenüber der direkten Berechnung mit Zeitschrittverfahren liegt im Zeitgewinn, da Übertragungsfunktionen sehr schnell bestimmt werden können und, entscheidend, die hydrodynamische Kopplung berücksichtigt werden kann, was mit den vorhandenen Zeitschrittverfahren nicht möglich ist.





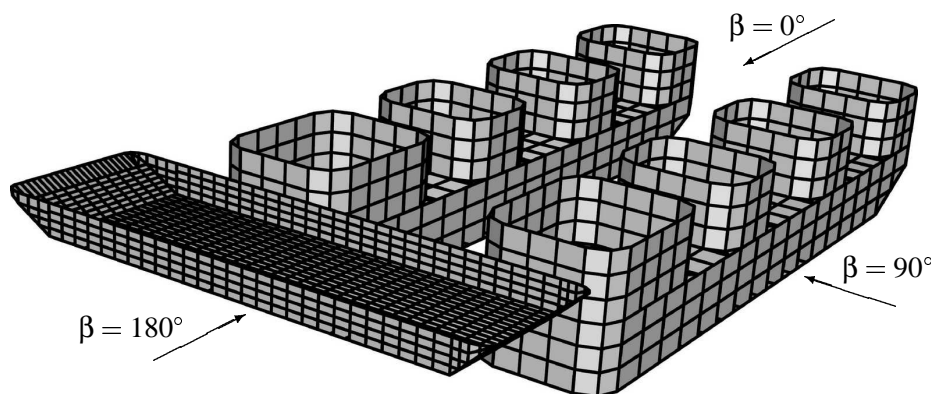
## 4 Ergebnisse im Frequenzbereich

Übertragungsfunktionen  $H(\omega)$  beschreiben mittels Amplitude  $s_{ia}(\omega)$  sowie Phasenverschiebung  $\varepsilon_i(\omega)$  das Bewegungsverhalten von Strukturen in regulären Wellen der Frequenz  $\omega_i$ . Sie sind mit der Wellenamplitude  $\zeta_a$  normiert. Sie werden aus der Bewegungsgleichung (27) für alle Starrkörperbewegungen gewonnen. Für das Mehrkörpersystem ergeben sich  $6M$  Freiheitsgrade, die ersten sechs gelten für den ersten Körper und die zweiten sechs für den zweiten Körper. Für Huboperationen ausschlaggebend sind die Relativbewegungen zwischen Krannock (bzw. Last) und Transportbarge. Sie werden aus den Starrkörperbewegungen bestimmt und sind die Grundlage für die Ermittlung von Einsatzgrenzen und Ausfallzeiten.

### 4.1 Übertragungsfunktionen der Relativbewegungen

Die zur Bestimmung der Relativbewegungen relevanten Übertragungsfunktionen sind in Abb. 11-18 aufgetragen. Es handelt sich hierbei um die Tauch- und Stampfbewegungen des Halbtauchers sowie die Tauchbewegung der Barge. Für die drei Hubphasen sind jeweils drei Welleneinfallswinkel ( $\beta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ ) dargestellt. Die Welleneinfallswinkel sind in Abb. 10 definiert (für die Einzelstrukturen gelten die gleichen Welleneinfallswinkel). Dabei bedeutet:

- $\beta = 0^\circ$ , dass die Barge im 'Wellenschatten' des Halbtauchers liegt und insbesondere in kurzen Wellen von dem Abschirmeffekt profitiert.
- $\beta = 90^\circ$  Wellen von der Seite. Das einfallende Wellenfeld trifft gleichermassen auf die beiden Strukturen auf.
- $\beta = 180^\circ$ , dass die Barge im 'Wellenluf' des Halbtauchers liegt. Die einfallende Welle trifft erst auf die Barge und anschliessend auf den Halbtaucher, wo sie reflektiert wird. Es ergeben sich extrem starke Beeinflussungen im Bewegungsverhalten.



**Abb. 10.** Diskretisierung des Kranhalbttauchers (1024 Panel) und der Transportbarge (1086 Panel für die erste Hubphase) sowie Definition der Welleneinfallswinkel  $\beta$ .

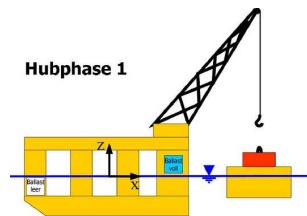
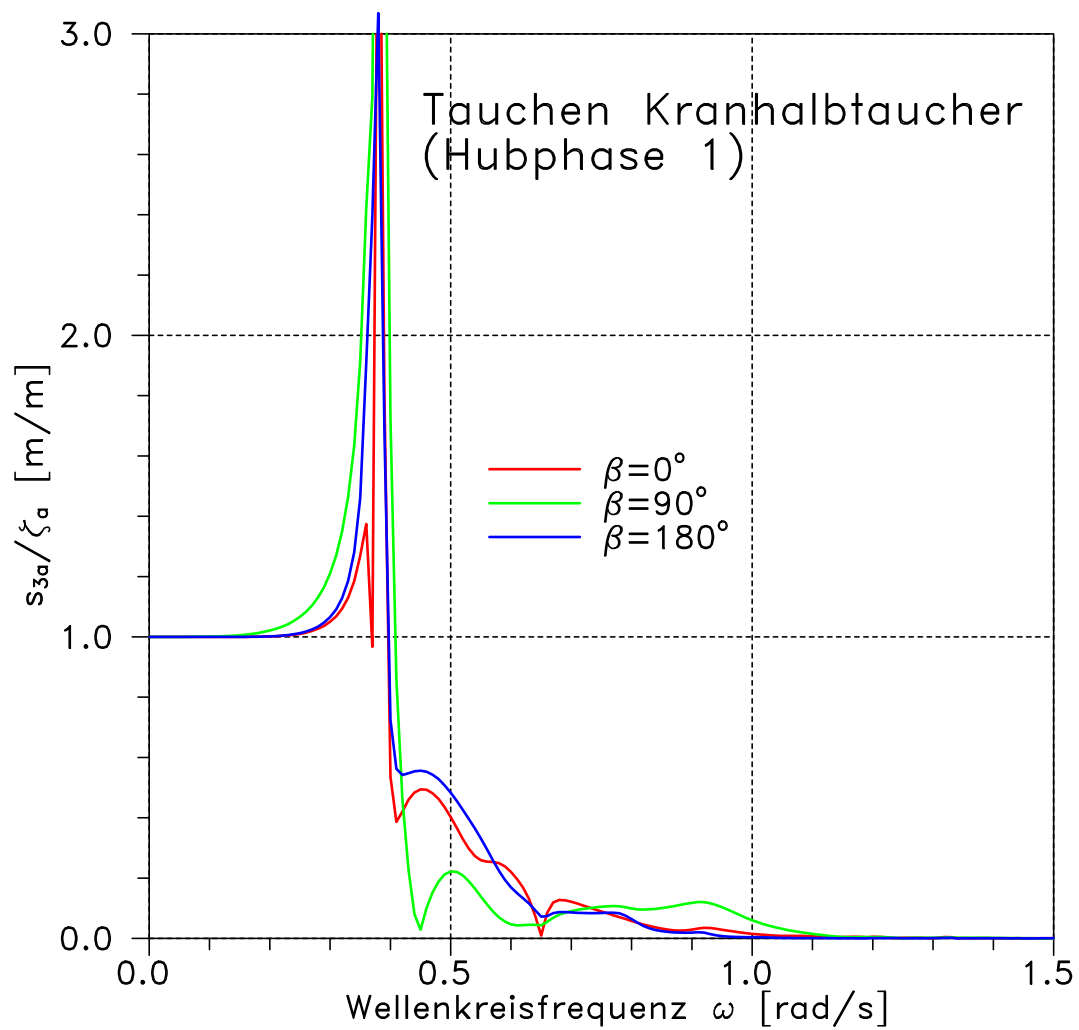
Um die Grösse der hydrodynamischen Kopplung hervorzuheben, sind zum Vergleich die Übertragungsfunktionen der Barge als Einzelstruktur (d.h. ohne hydrodynamische Kopplung) mit eingetragen. Allerdings nur für die Barge, da das Bewegungsverhalten vom Halbtaucher nicht verändert

wird, aufgrund der wesentlich grösseren Verdrängung des Halbtauchers (Abb. 3). Die Änderungen im Bewegungsverhalten der Barge, verursacht durch hydrodynamische Kopplung sind frappierend.

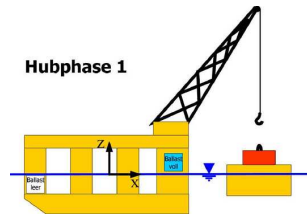
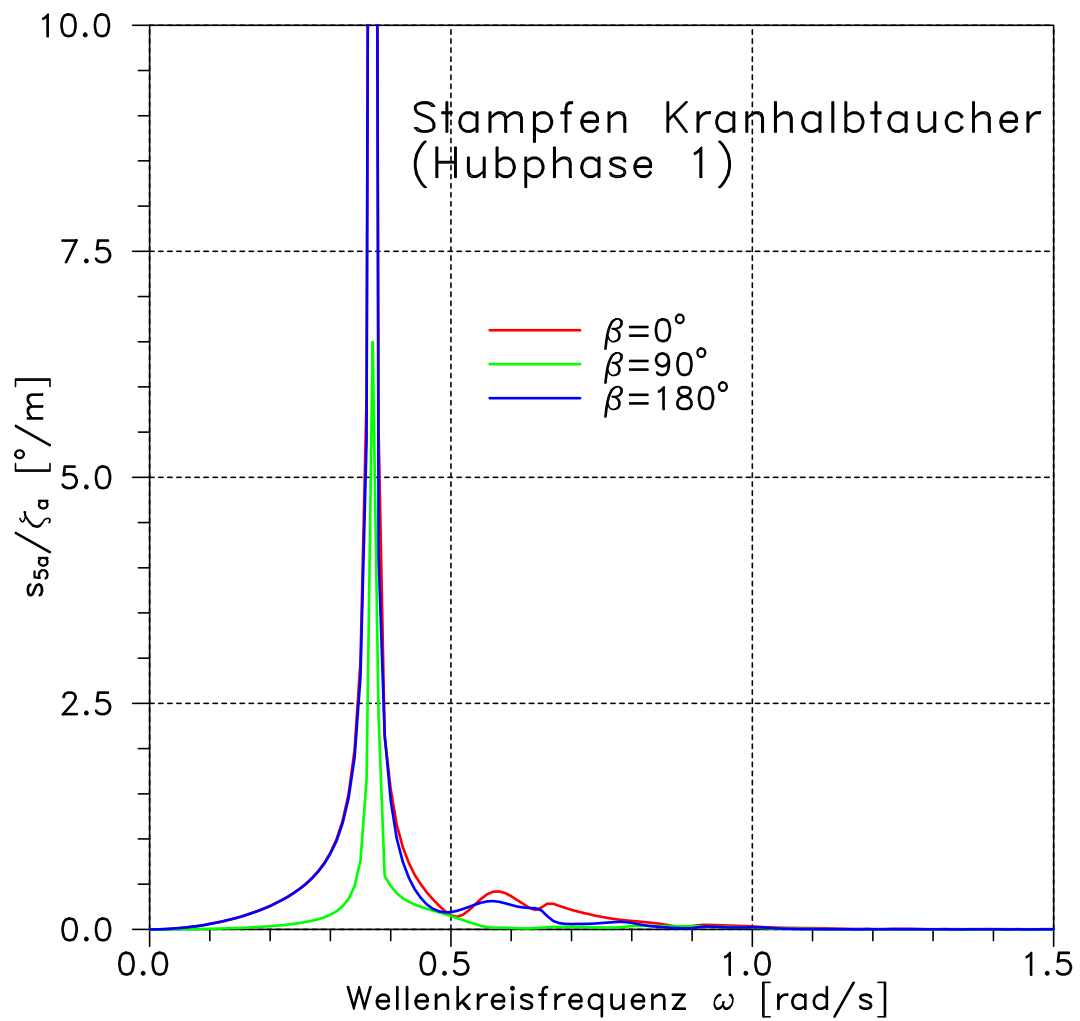
- Bei einem Welleneinfallswinkel von  $\beta = 0^\circ$  ist gegenüber der Einzelstruktur ein deutlicher Abfall der Bewegungsamplituden in Wellen  $\omega > 0.7\text{rad/s}$  zu erkennen. Das heisst, Wellen mit Längen kleiner als  $L < 125\text{m}$ , werden zwischen den Säulen des Halbtauchers so stark gedämpft (Reflexion, Diffraktion, Potentialdämpfung), dass sie bei der Barge nicht mehr ankommen. Da sich der Halbtaucher in Wellen grösser als  $\omega > 0.7\text{rad/s}$  kaum bewegt, werden keine Radiationswellen erzeugt. Auch der Einfluss der Diffraktionswellen ist so dicht bei dem Halbtaucher im 'Wellenlee' nur sehr gering.
- Völlig anders sieht es für Wellen von  $\beta = 180^\circ$  aus: die Tauchbewegung der Barge ist durch ausgeprägte Peaks und Täler gekennzeichnet. Die einfallende Welle läuft direkt auf die Barge, danach auf den Halbtaucher, wo sie reflektiert wird. Diese Diffraktionswellen laufen zurück und treffen wieder auf die Barge, wo sie sich der einfallenden Welle überlagern. Abhängig von der Wellenlänge (Frequenz) haben diese Überlagerungen den Effekt, dass sie die Wirkung der einfallenden Welle verstärken (die Peaks in der Übertragungsfunktion) oder verringern (Täler). Es ergeben sich typische Interferenzeffekte.
- Wellen von der Seite ( $\beta = 90^\circ$ ) verändern das Bewegungsverhalten der Tauchbewegung der Barge hauptsächlich in einem Bereich von  $\omega = 0.7 - 0.9\text{rad/s}$ . Dies entspricht Wellenlängen von  $L = 125.8 - 76.1\text{m}$ . In langen Wellen ( $\omega \rightarrow 0\text{rad/s}$ ) folgen beide Körper der Welle, Diffraktions- und Radiationseffekte sind wenig vorhanden. Wellen kürzer als  $L = 76.1\text{m}$  bewirken nur noch geringe Bewegungen und es werden kaum noch Radiationswellen erzeugt. Auch Diffraktionswellen entstehen nur noch wenig, da das einfallende Wellenfeld an den Strukturen hauptsächlich reflektiert wird.

Auffallend sind bei allen Tauchübertragungsfunktionen der Barge die starken Einschnitte bei niedrigen Frequenzen ( $\omega \approx 0.38\text{rad/s}$  bei der ersten und  $\omega \approx 0.31\text{rad/s}$  sowie  $0.39\text{rad/s}$  bei der dritten Hubphase). Irreguläre Frequenzen können ausgeschlossen werden, da die Barge mit einer grossen Anzahl Panels diskretisiert worden ist. Ausserdem ist die WAMIT interne Option zur Entfernung irregulärer Frequenzen angewendet worden (Zhu, 1994). Zu beobachten ist der Einfluss der Tauch- und Stampfresonanz des Halbtauchers. Hierbei ist zu beachten, dass die von WAMIT berechneten Resonanzpeaks aufgrund der vernachlässigten viskosen Effekte deutlich überbewertet werden. In der realen, also zähigkeitsbehafteten Welt werden daher sowohl die Resonanzpeaks der Tauch- und Stampfbewegung als auch die davon verursachten Einschnitte in der Tauchbewegung der Barge deutlich verkleinert ausfallen.

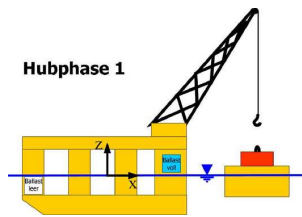
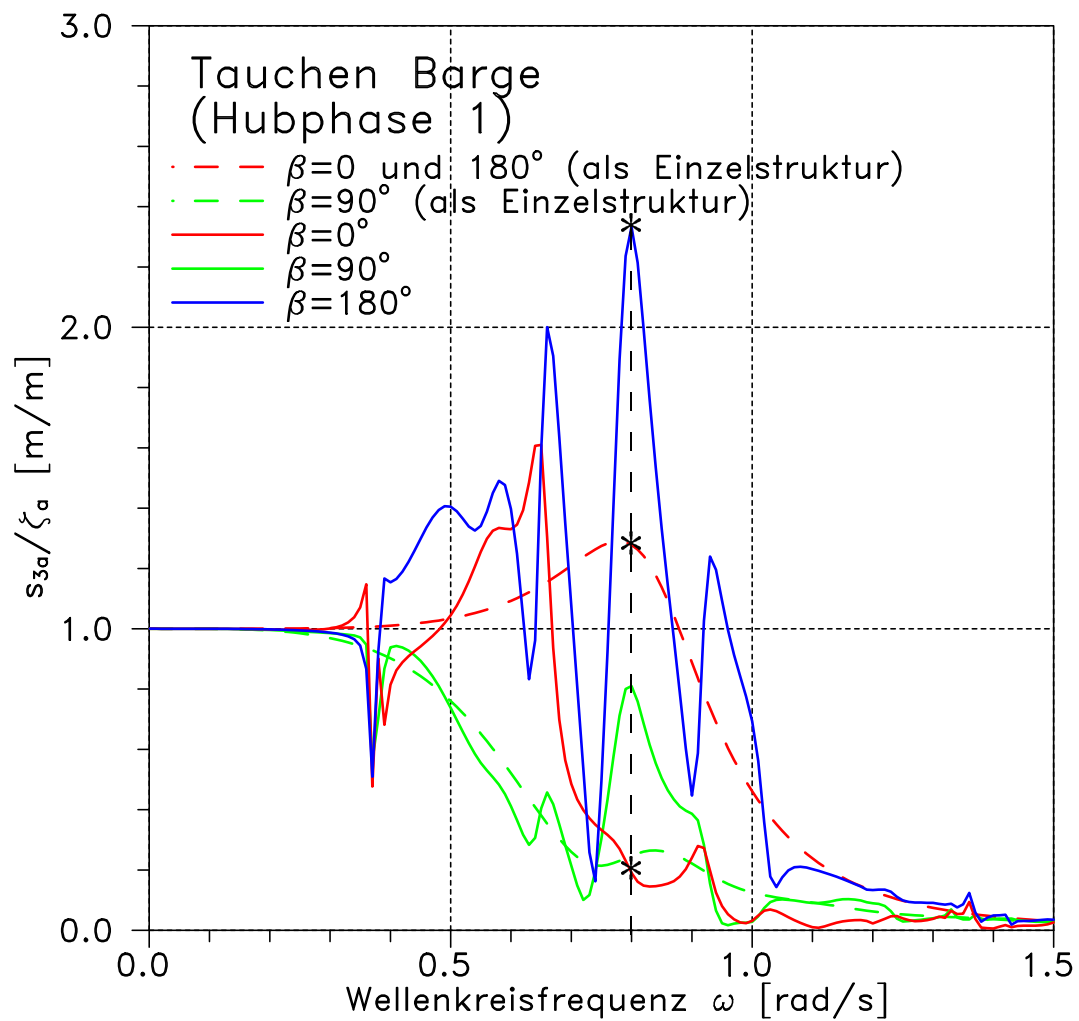
Die Unterschiede im Bewegungsverhalten der ersten und dritten Hubphase sind auf veränderte Systemgrössen durch den Lasttransfer und das aktivierte Rapid-Ballast-System zurückzuführen. Während der ersten Hubphase liegt die Last vollständig auf der Barge (Tiefgang  $T = 6\text{m}$ ). Die Ballasttanks unterhalb des Kranes sind geflutet, die achterlichen (nach dem Koordinatensystem) Tanks gelenzt. Bei der dritten Hubphase hängt die Last am Haken, die achterlichen Ballasttanks sind nun geflutet, während die Tanks unterhalb des Kranes geleert wurden. Damit ergeben sich geänderte Gewichtsschwerpunkte und Trägheitsradien sowie ein verringerter Tiefgang der Barge ( $T = 2.7\text{m}$ ) durch die Lastentfernung. Durch die veränderten Trägheitsradien und Gewichtsschwerpunkte verschiebt sich der Resonanzpeak von der Stampfbewegung des Halbtauchers. Da Tauch- und Stampfbewegung aufgrund der asymmetrischen Geometrie gekoppelt sind, ergeben sich zwei Resonanzpeaks in diesen

**Hubphase 1:****Übertragungsfunktionen der Tauchbewegung des Schwimmkranes**

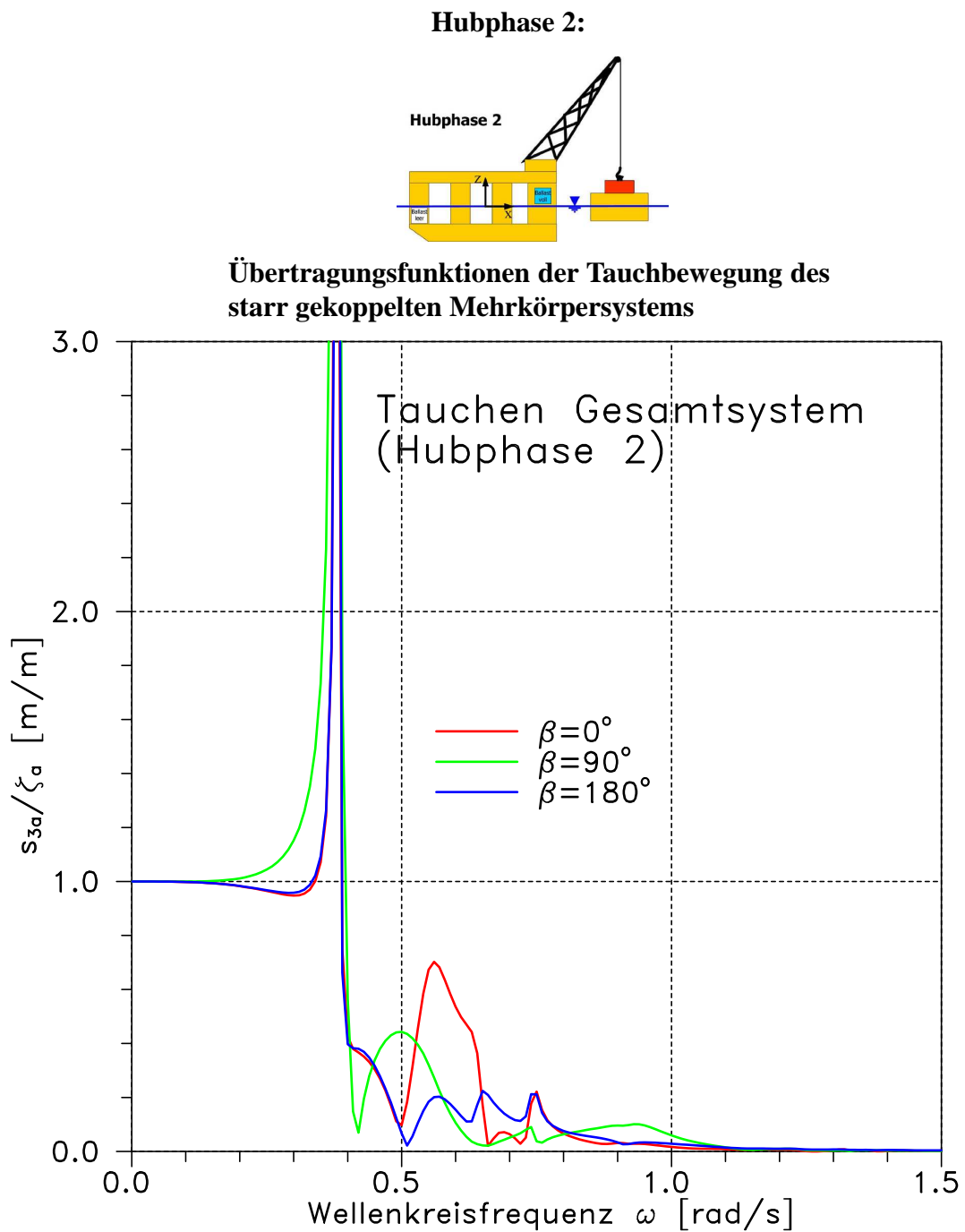
**Abb. 11.** Übertragungsfunktionen der Tauchbewegung des Kranhalbtauchers während der ersten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel  $\beta = 0^\circ, 90^\circ$  und  $180^\circ$ .

**Hubphase 1:****Übertragungsfunktionen der Stampfbewegung des Schwimmkranes**

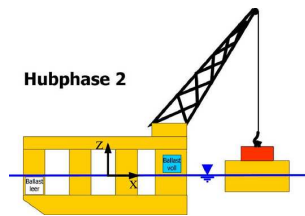
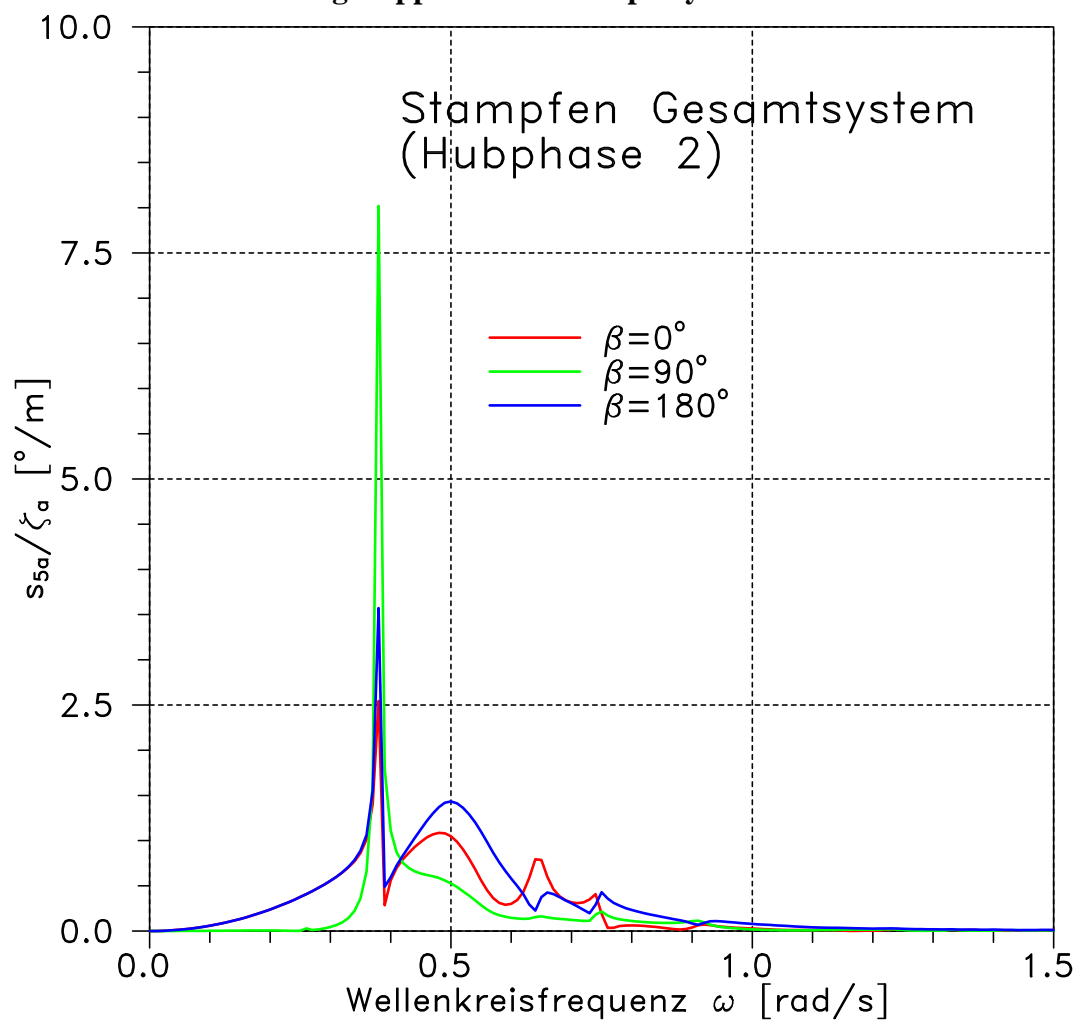
**Abb. 12.** Übertragungsfunktionen der Stampfbewegung des Kranhalbtauchers während der ersten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel  $\beta = 0^\circ, 90^\circ$  und  $180^\circ$ .

**Hubphase 1:****Übertragungsfunktionen der Tauchbewegung der Transportbarge**

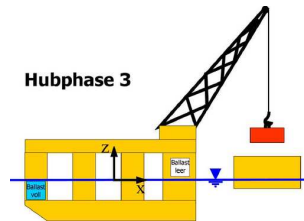
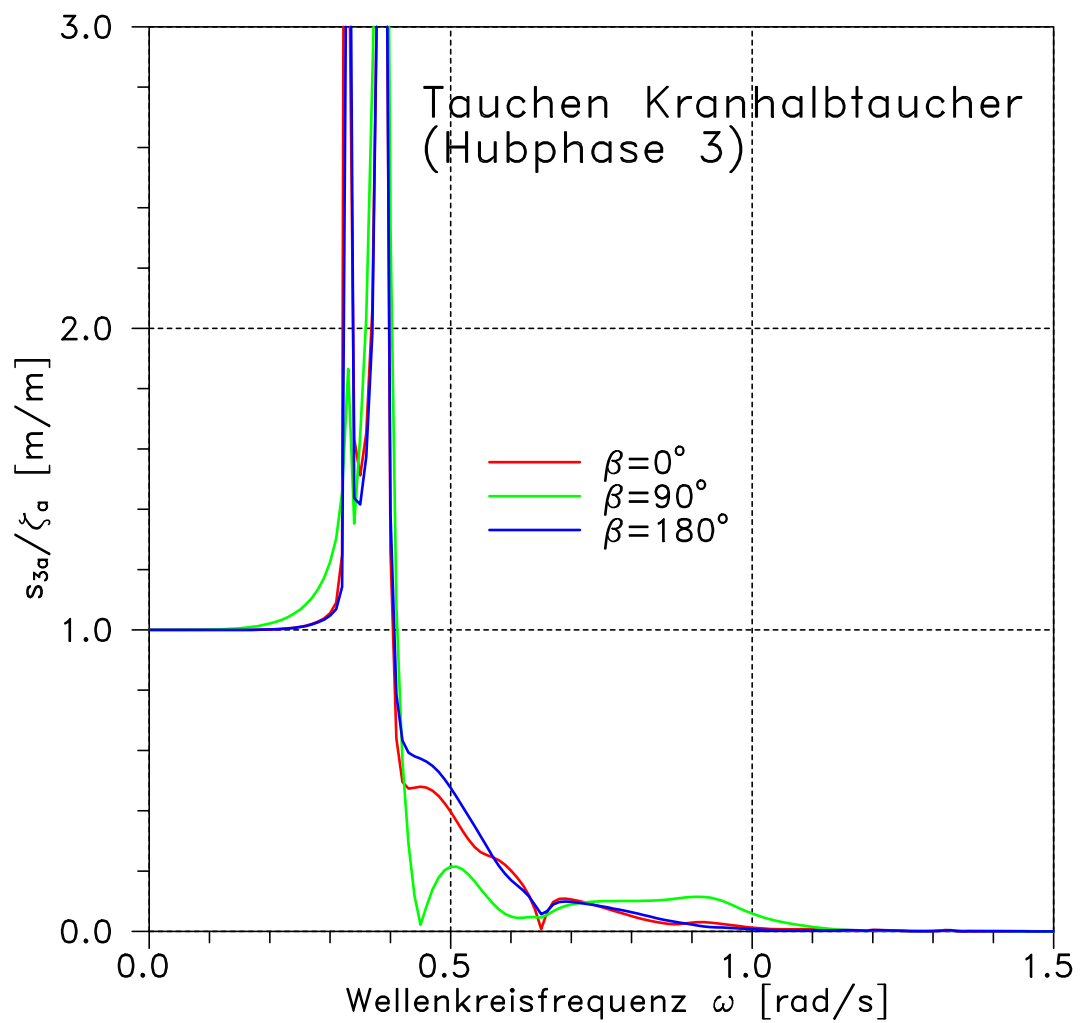
**Abb. 13.** Übertragungsfunktionen der Tauchbewegung der Barge während der ersten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel  $\beta = 0^\circ, 90^\circ$  und  $180^\circ$ . Zum Vergleich die Tauchübertragungsfunktionen der Barge als Einzelstruktur (ohne hydrodynamische Kopplung).



**Abb. 14.** Übertragungsfunktionen der Tauchbewegung des starr gekoppelten Mehrkörpersystems während der zweiten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel  $\beta = 0^\circ, 90^\circ$  und  $180^\circ$ . Wegen der starren Kopplung sind keine Übertragungsfunktionen der Einzelstrukturen dargestellt.

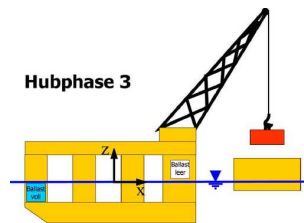
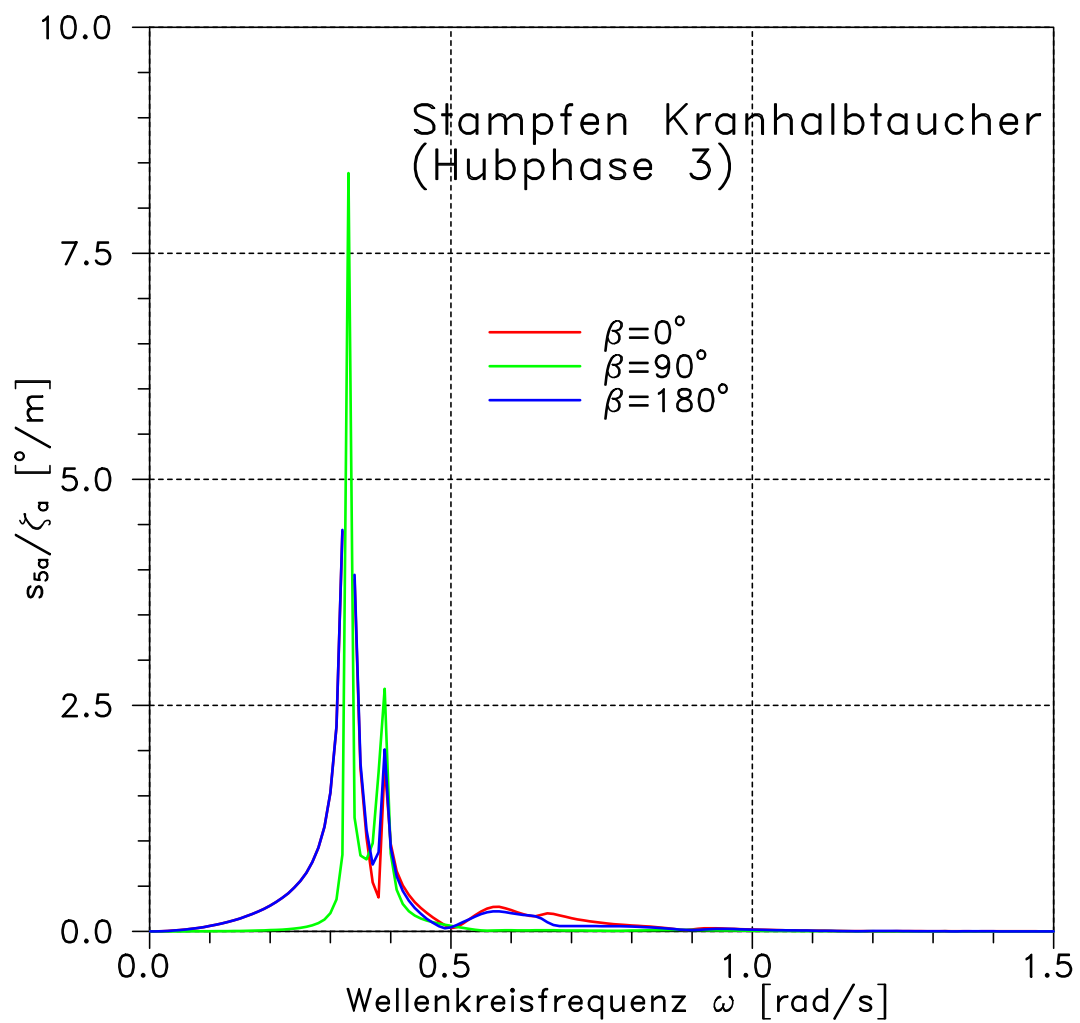
**Hubphase 2:**
**Übertragungsfunktionen der Stampfbewegung des  
starr gekoppelten Mehrkörpersystems**


**Abb. 15.** Übertragungsfunktionen der Stampfbewegung des starr gekoppelten Mehrkörpersystems während der zweiten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel  $\beta = 0^\circ, 90^\circ$  und  $180^\circ$ . Wegen der starren Kopplung sind keine Übertragungsfunktionen der Einzelstrukturen dargestellt.

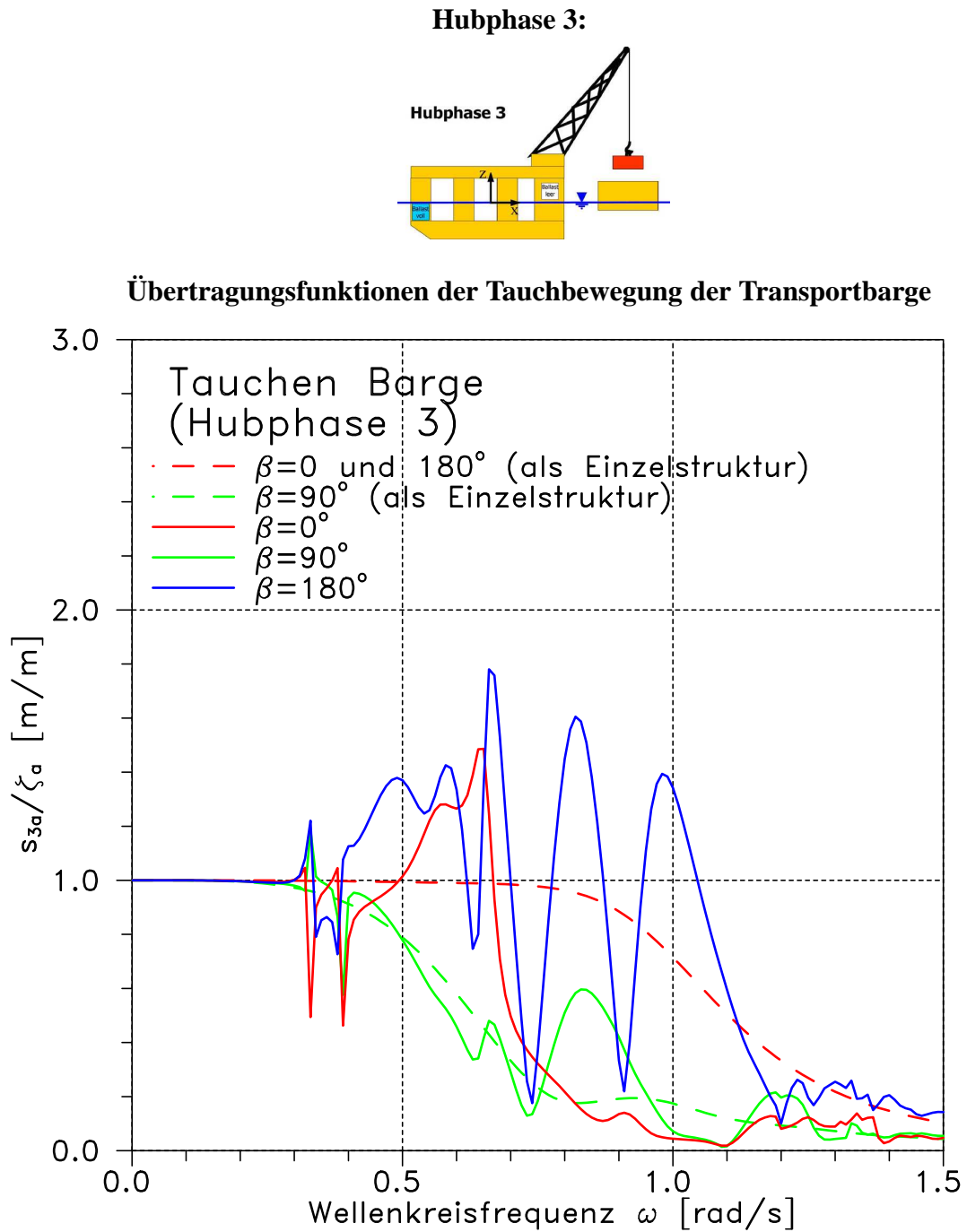
**Hubphase 3:****Übertragungsfunktionen der Tauchbewegung des Schwimmkranes**

**Abb. 16.** Übertragungsfunktionen der Tauchbewegung des Kranhalbtauchers während der dritten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel  $\beta = 0^\circ, 90^\circ$  und  $180^\circ$ .

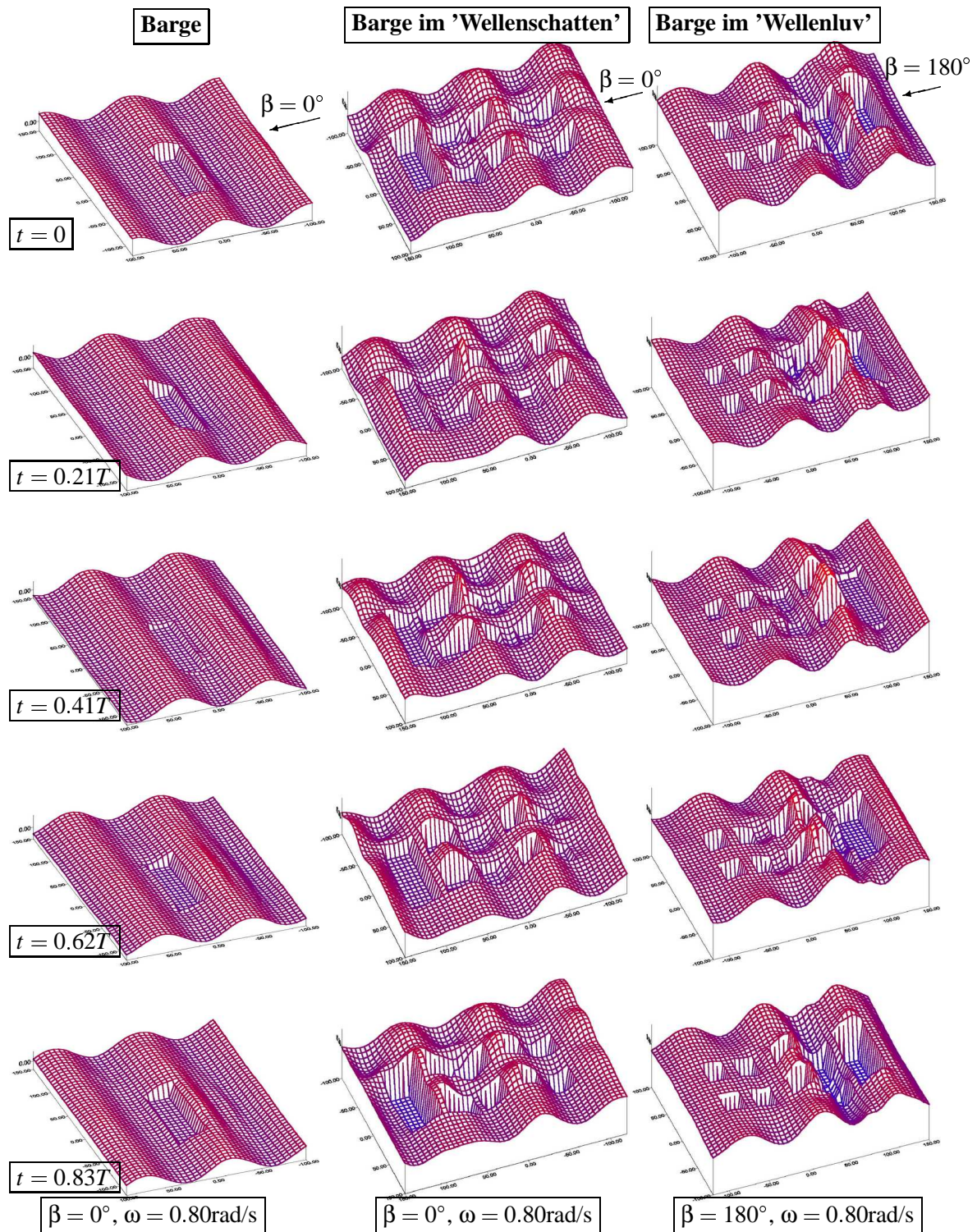


**Hubphase 3:****Übertragungsfunktionen der Stampfbewegung des Schwimmkranes**

**Abb. 17.** Übertragungsfunktionen der Stampfbewegung des Kranhalbtauchers während der dritten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel  $\beta = 0^\circ, 90^\circ$  und  $180^\circ$ .



**Abb. 18.** Übertragungsfunktionen der Tauchbewegung der Barge während der dritten Hubphase für die drei Welleneinfallswinkel  $\beta = 0^\circ, 90^\circ$  und  $180^\circ$ . Zum Vergleich die Tauchübertragungsfunktionen der Barge als Einzelstruktur (ohne hydrodynamische Kopplung).



**Abb. 19.** Wellenbilder um die (querliegende) Barge als Einzelstruktur sowie um das Mehrkörpersystem in zwei Welleneinfallswinkeln ( $\beta = 0^\circ$  und  $180^\circ$ ) in einer harmonischen Welle der Frequenz  $\omega = 0.8 \text{ rad/s}$  zu 5 verschiedenen Zeitpunkten innerhalb der Wellenperiode.

Bewegungen. Während der zweiten Hubphase (wenn die Last am Haken hängt und die Lastseile auf 80% der Last vorgespannt sind) wird das ganze System als starr betrachtet. Durch diese Annahme wird das System als ein Körper betrachtet und es ergeben sich Tauch- und Stampfbewegungen, die für das gesamte System gelten (Abb. 14 und 15).

Die Ergebnisse zeigen deutlich, dass die Berücksichtigung der hydrodynamischen Kopplung zwischen den Strukturen zur Bestimmung der Einsatzgrenzen für sichere Kranoperationen unerlässlich ist. Die Änderung des Bewegungsverhaltens wird durch Störungen des Initialwellenfeldes verursacht. Um dies und damit die Ursache der hydrodynamischen Kopplung zu verdeutlichen, sind in Abb. 19 für die erste Hubphase Wellenbilder gezeigt. Für die Frequenz  $\omega = 0.8 \text{ rad/s}$  (in Abb. 13 mit \* gekennzeichnet) sind für fünf verschiedene Zeitpunkte innerhalb einer Periode die Wellen um die Barge als Einzelstruktur und um das Mehrkörpersystem für die Welleneinfallswinkel  $\beta = 0$  und  $180^\circ$  erzeugt worden. Diese Frequenz zeichnet sich durch besonders deutliche Unterschiede der Bewegungsverhältnisse der verschiedenen Systeme und Anordnungen aus. Die Positionen der (unbewegten) Strukturen in ihrer Ruhelage sind durch die Einschnitte markiert.

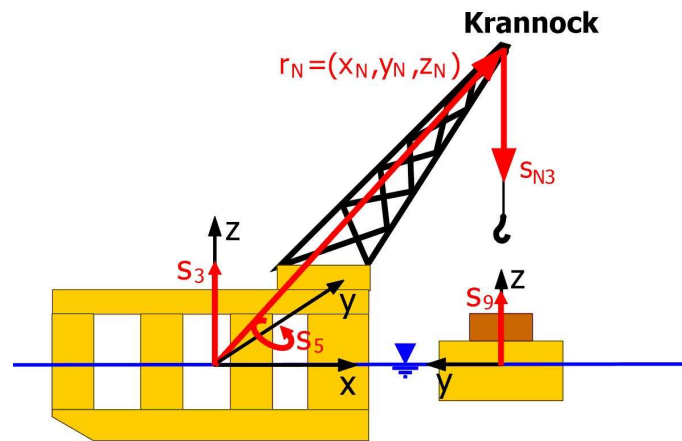
- Die linke Spalte zeigt die Wellenbilder um die querliegende Barge als Einzelstruktur. Bei dieser Frequenz hat die Barge eine Resonanz in der Tauchbewegung ( $s_{3a}/\zeta_a \approx 1.3 \text{ m/m}$ ). Die einfallende Welle wird von der Barge kaum gestört, nur eine schwache Diffraktionswelle ist im 'Wellenluf' der Barge zu beobachten.
- In der mittleren Spalte sind die Wellenbilder dargestellt, die sich ergeben, wenn sich die Barge im Wellenschatten des Halbtauchers befindet ( $\beta = 0^\circ$ ). Das einfallende Wellenfeld wird zwischen den Säulen des Halbtauchers soweit gestört gedämpft, dass nur noch kleine Teile bei der Barge ankommen. Die im Wellenschatten liegende Barge ist abgeschirmt und wird nur zu geringen Bewegungen ( $s_{3a}/\zeta_a \approx 0.2 \text{ m/m}$ ) angeregt.
- Die Wellenbilder in der rechten Spalte verdeutlichen, warum die Übertragungsfunktion der Barge für  $\beta = 180^\circ$  einen solchen hohen Wert ( $s_{3a}/\zeta_a \approx 2.3 \text{ m/m}$ ) erreicht. Die im 'Wellenluf' des Halbtauchers liegende Barge wird sowohl vom einfallenden Wellenfeld als auch von den am Halbtaucher reflektierten Wellen zu Bewegungen angeregt.

Für die sichere Durchführung der Operation ist die Kenntnis der vertikalen Relativbewegung zwischen Krannock und Bargedeck während der ersten und dritten Hubphase elementar. Sie werden hauptsächlich von den Tauch- und Stampfbewegungen des Halbtauchers sowie der Tauchbewegungen der Barge verursacht. Die Beiträge der anderen Freiheitsgrade sind vernachlässigbar klein. Die Bewegung der Krannock  $\underline{s}_N$  ergibt sich aus den Translationsbewegungen ( $s_1, s_2, s_3$ ) und den Rotationsbewegungen ( $s_4, s_5, s_6$ ) des Halbtauchers (Abb. 20):

$$\underline{s}_N = \underline{s}_T + \underline{s}_R \times \underline{r}_N = \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} s_4 \\ s_5 \\ s_6 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x_N \\ y_N \\ z_N \end{pmatrix}. \quad (75)$$

Der Ortsvektor  $\underline{r}_N = (x_N, y_N, z_N)$  bezeichnet die Position der Nock bezüglich des Körperkoordinatensystems. Die dritte Komponente dieser Vektorgleichung ist die benötigte Nockbewegung in vertikaler Richtung:

$$s_{N3} = s_3 + s_4 \cdot y_N - s_5 \cdot x_N. \quad (76)$$



**Abb. 20.** Für die Relativbewegung relevante Tauch- und Stampfbewegung des Halbtauchers, die zu der vertikalen Krannockbewegung führen sowie die vertikale Bargebewegung.

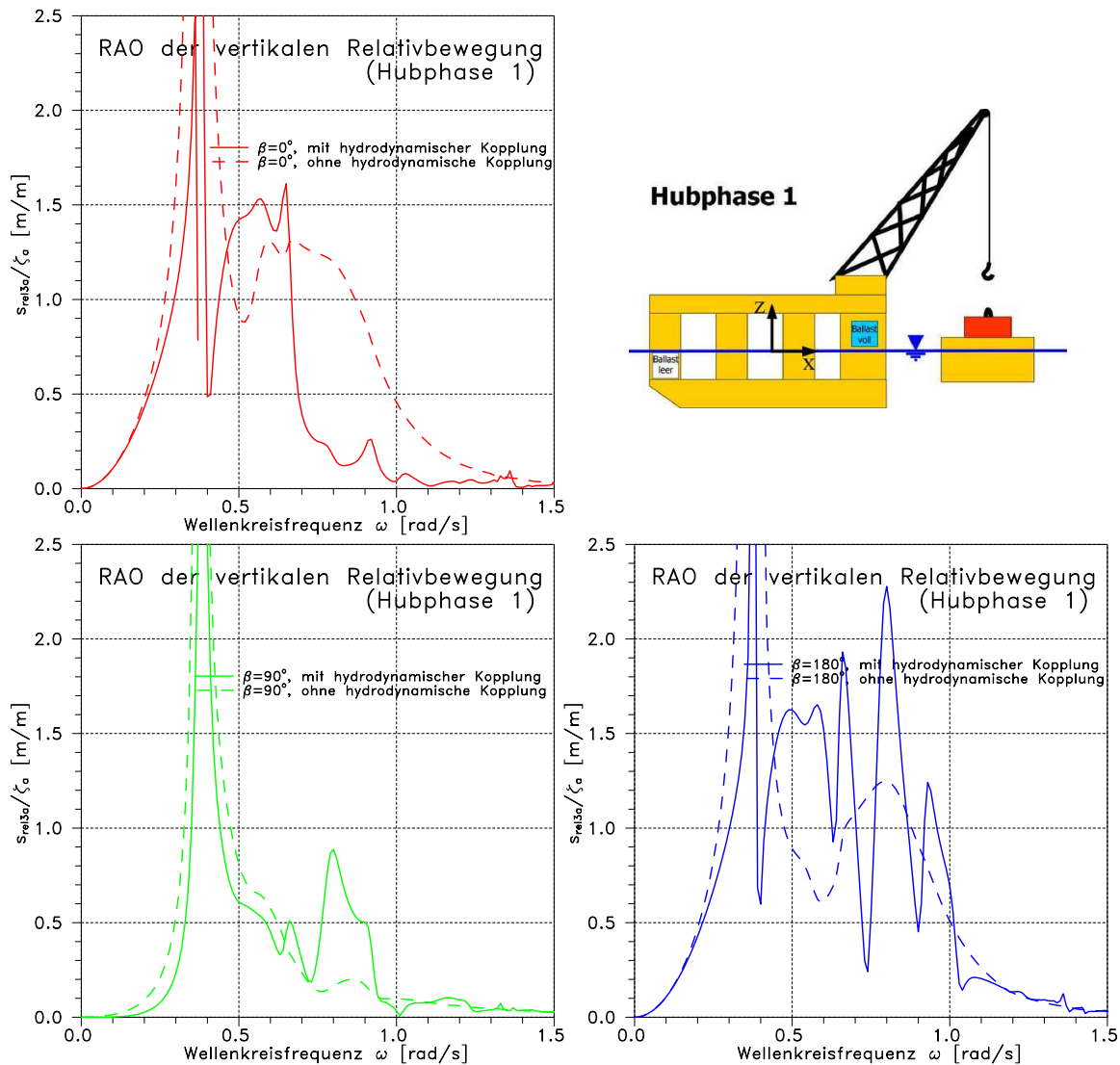
Die Relativbewegung  $s_{rel3}$  zwischen Krannock (bzw. Haken) und Barge erhält man durch Subtraktion der Tauchbewegung der Barge von der vertikalen Nockbewegung

$$s_{rel3} = s_3 - x_N \cdot s_5 - s_9, \quad (77)$$

sofern sich der Kranhaken mittschiffs befindet d.h.  $y_N = 0$  ist. Zu beachten ist, dass es sich bei den Bewegungen um komplexe Größen handelt ( $s_j = s_{ja} \cdot e^{i\epsilon}$ ), die neben der Bewegungsamplitude auch die Phasenverschiebungen bezüglich der Wellenerhebung berücksichtigen. Um korrekte Relativbewegungen zu erhalten, müssen die Größen deshalb komplex addiert (subtrahiert) werden. Diese vertikale Relativbewegung ist die kritische Größe während der ersten (Anlaschen des Hakens) und dritten (Abheben der Last) Hubphase, in der nur die hydrodynamische Kopplung eine Rolle spielt. Ein Schwingen der Last am Kranhaken während der dritten Phase wird vorerst ausgeschlossen.

Bei der zweiten Hubphase ist zusätzlich zur hydrodynamischen die mechanische Kopplung zwischen Kranhalbtaucher und Transportbarge zu beachten. Diese wird durch die zu 80% am Kranhaken hängende Last verursacht. Die Tauch- und Stampfbewegung des Halbtauchers überlagern sich zu einer vertikalen Bewegung der Krannock. Die Last bewegt sich simultan (nach Betrag und Phase) und prägt diese Bewegung der Barge auf, da die Last nach wie vor auf der Barge liegt. Die dynamische Seilkraft beträgt nur etwa 2% der statischen Last (Riekert, 1992) und wird vernachlässigt. Auch die gelenkige Lagerung der Lastseile an der Krannock wird nicht berücksichtigt. Der Fehler, der sich hieraus für die Tauchbewegung der Barge ergibt, ist  $\Delta s_3 = L_s - L_s \cos(s_5)$  ( $L_s$ : Lastseillänge,  $s_5$ : Stampfbewegung), für kleine Stampfbewegungen also vernachlässigbar gering. Mit diesen Vereinfachungen kann das gekoppelte System von Halbtaucher und Barge während der 2. Hubphase als starr betrachtet werden: Es treten keine Relativbewegungen zwischen Krannock und Barge auf, die kritische Vertikalbewegung wird von der vertikalen Nockbewegung (Gl. (76)) bestimmt. Grenzbedingungen für die vertikale Nock- bzw. Bargebewegung können aus den statischen Gleichgewichtsbedingungen abgeleitet werden. Die Annahme eines starren Systems gilt nur, solange die Seile nicht lose fallen und die Last nicht abhebt. Die durch die Tauchbewegung induzierte Tiefgangsänderung resultiert in einer veränderlichen Auftriebskraft (bzw. Rückstellkraft). Der Tiefgang, der sich einstellt, wenn die Last (10000t) gänzlich auf der Barge ruht, liegt bei  $T_1 = 6\text{m}$  (siehe Abb. 3 - Hubphase 1). Ist die Barge völlig entladen, ist der Tiefgang  $T_3 = 2.7\text{m}$  (Hubphase 3). Wenn 80% der Last am Haken hängen (d.h. 2000t liegen auf der Barge auf) stellt sich im statischen Fall ein Tiefgang von  $T_2 = 3.4\text{m}$  ein.

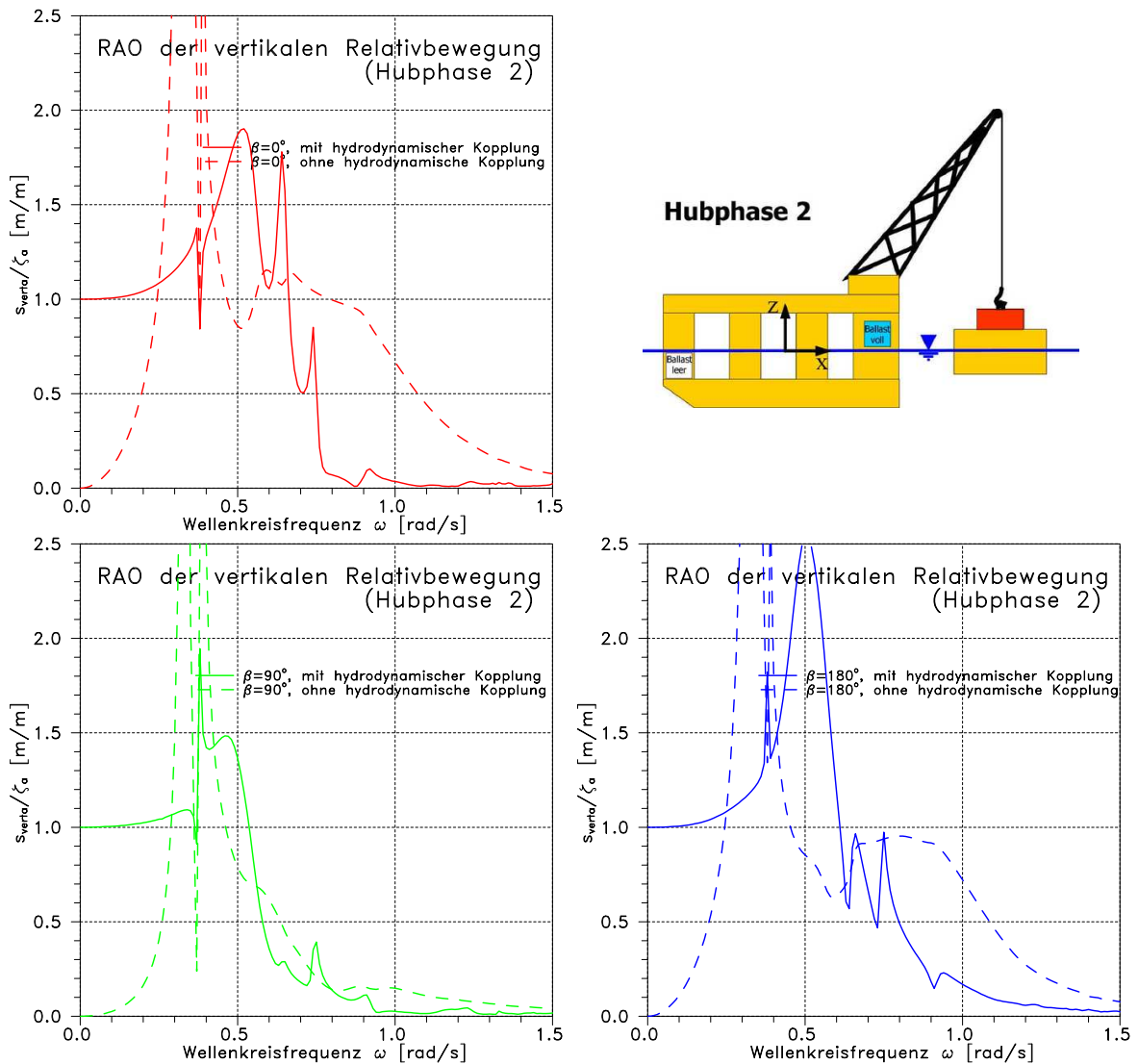




**Abb. 21.** Übertragungsfunktionen der vertikalen Relativbewegungen während der ersten Hubphase (siehe Abb. 3) für Welleneinfallswinkel von  $\beta = 0, 90$  und  $180^\circ$ . Zum Vergleich die Relativbewegungen, die sich bei Vernachlässigung der hydrodynamischen Kopplung ergeben (gestrichelte Kurven).

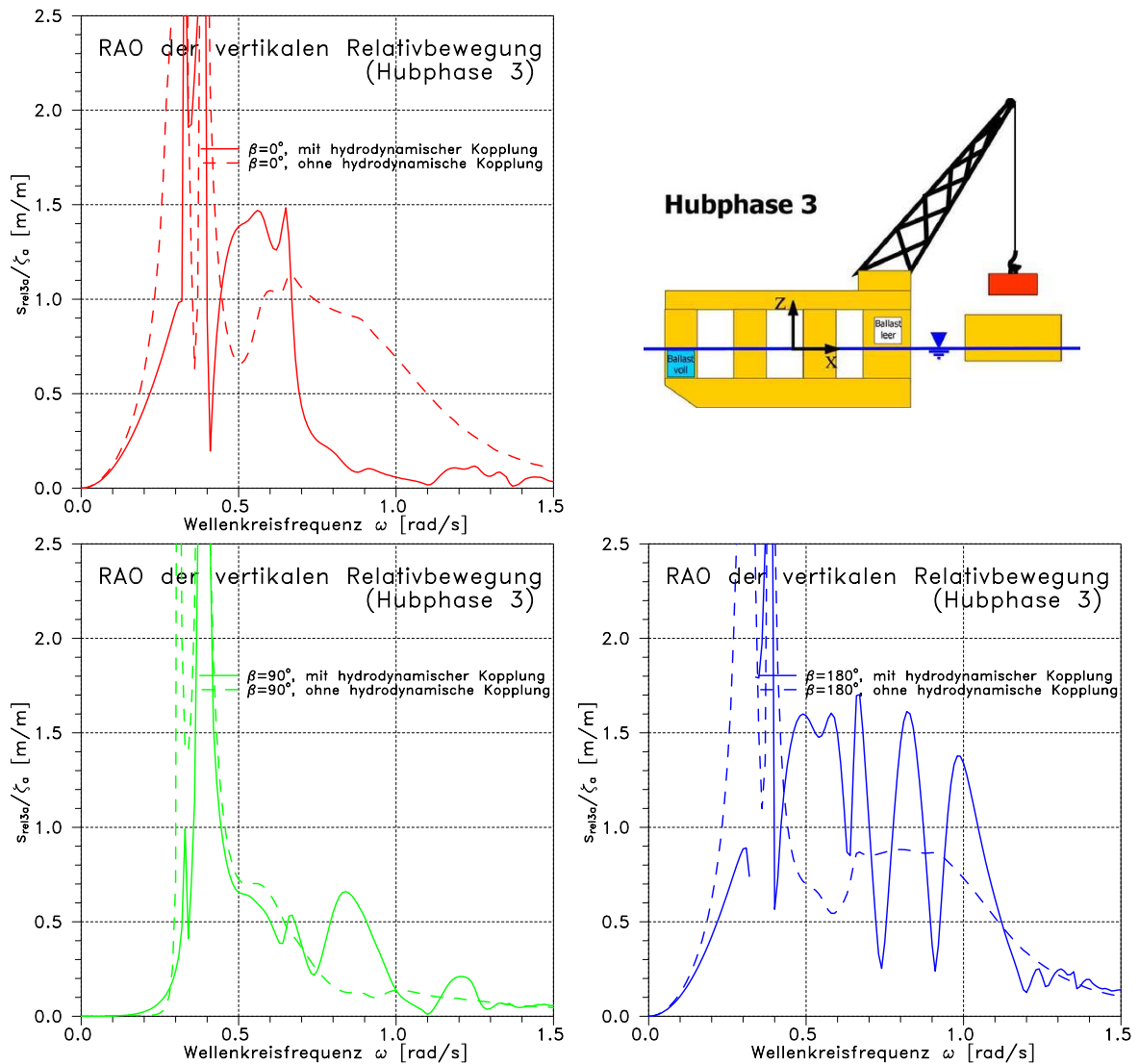
Die Tauchbewegungen dürfen somit nicht mehr als  $+0.7\text{m}$  nach oben (Seile fallen lose) und  $-2.6\text{m}$  nach unten (Last hebt vorzeitig ab) betragen. In beiden Fällen treten wieder Relativbewegungen auf. Im ersten Fall drückt die nun wieder voll auf der Barge aufliegende Last diese nach unten, und die Seile werden wieder ruckartig angespannt werden. Hebt die Last vorzeitig ab, wird die Barge durch die fehlende Gewichtskraft nach oben gedrückt und prallt von unten an die Last.

In Abb. 21 sind die Übertragungsfunktionen der vertikalen Relativbewegungen für Welleneinfallswinkel von  $\beta = 0^\circ, 90^\circ$  und  $180^\circ$  für die erste und in Abb. 23 für die dritte Hubphasen aufgetragen. Die vertikalen Relativbewegungen zeigen sehr hohe Peaks bei der Frequenz um  $\omega = 0.37\text{rad/s}$ . Sie sind das Ergebnis der Resonanzen der Tauch- und Stampfbewegungen des Halbtauchers (siehe Abb. 11-13 sowie 16-18). Da die Berechnungen potentialtheoretisch erfolgen, also keine viskose Dämpfung einschließen, kann man davon ausgehen, dass die Bewegung für die Resonanzfrequenz überbewertet



**Abb. 22.** Übertragungsfunktionen der vertikalen Bargebewegungen während der zweiten Hubphase (siehe Abb. 3) für Welleneinfallswinkel von  $\beta = 0, 90$  und  $180^\circ$ . Zum Vergleich die Relativbewegungen, die sich bei Vernachlässigung der hydrodynamischen Kopplung ergeben (gestrichelte Kurven).

wird. Während die Relativbewegungen in langen Wellen gegen Null gehen (beide Systeme folgen der Wellenbewegung und die resultierende Relativbewegung verschwindet), hat die Vertikalbewegung des starr gekoppelten Systems während der zweiten Hubphase (Abb. 22) für  $\omega = 0 \text{ rad/s}$  den Wert eins, da die Stampfbewegungen in langen Wellen gegen Null gehen. Damit ist nur die Tauchbewegung massgeblich für die Vertikalbewegung der Krannock. Generell ist zu erkennen, dass eine Positionierung der Barge im Wellenschatten des Schwimmkranes ( $\beta = 0^\circ$ ) zu bevorzugen ist, da die Relativbewegungen bzw. die vertikalen Bewegungen der Barge, vor allem in kurzen Wellen, geringer sind. Dies ist auch der seitlichen Anordnung vorzuziehen, da diese nur in langen Wellen zu günstigeren Bewegungsverhältnissen führt. Ausserdem ergeben sich bei einer seitlichen Anordnung zusätzliche Rollbewegungen des Halbtäuchers, die sich auf die Nockbewegung auswirken. Die in Wellen von  $\beta = 90^\circ$  grösseren Stampfbewegungen der Barge wirken sich zwar nicht auf die Relativbewe-



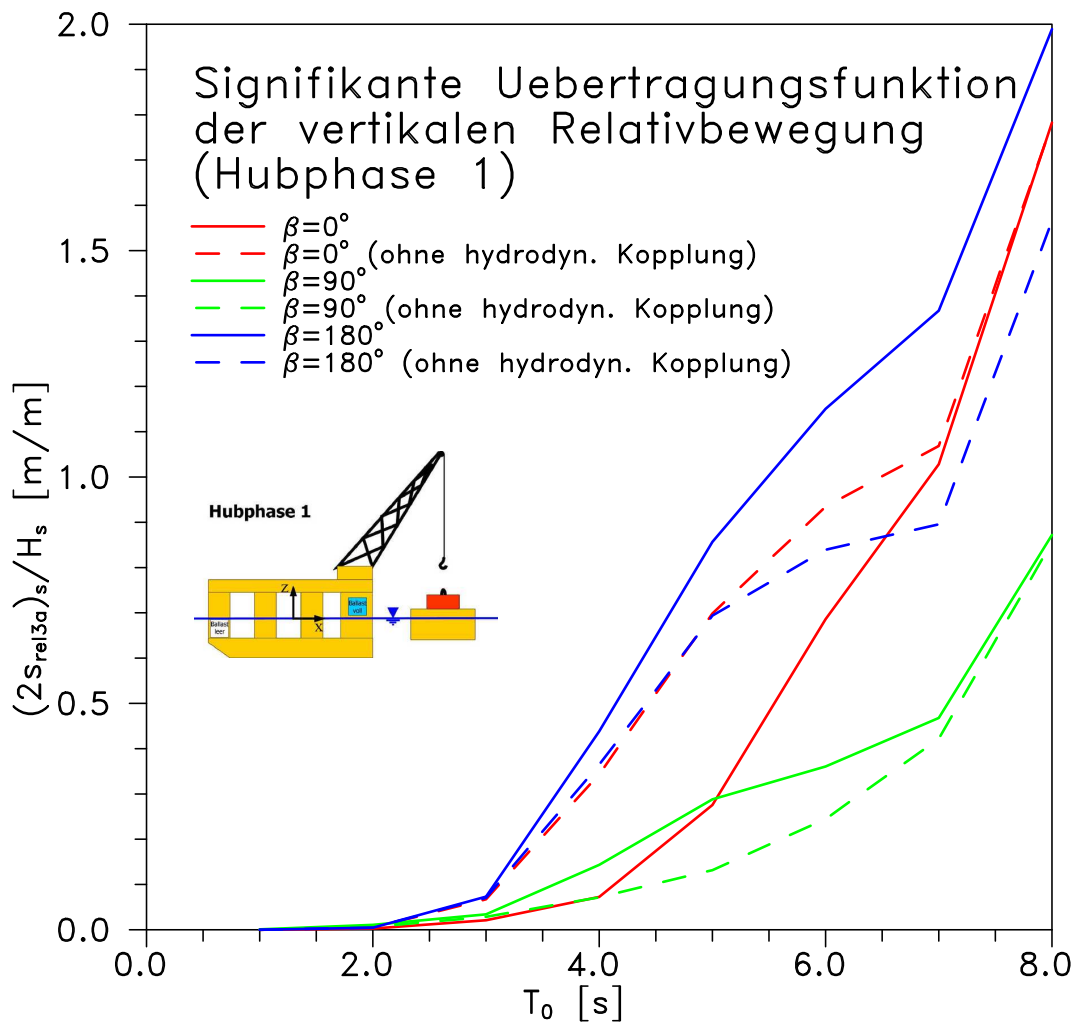
**Abb. 23.** Übertragungsfunktionen der Vertikalen Relativbewegungen während der dritten Hubphase (siehe Abb. 3) für Welleneinfallswinkel von  $\beta = 0, 90$  und  $180^\circ$ . Zum Vergleich die Relativbewegungen die sich bei Vernachlässigung der hydrodynamischen Kopplung ergeben (gestrichelte Kurven).

ungen aus, da die Last mittig liegt, erschweren das Arbeiten aber erheblich. Da die Bewegungen für Wellenkreisfrequenzen kleiner als  $\omega < 1 \text{ rad/s}$  weit über den zulässigen Werten liegen, kommen diese Bereiche für Einsätze generell nicht in Frage.

## 4.2 Einsatzgrenzen

Mit den gewonnenen Übertragungsfunktionen lässt sich nun das Verhalten im natürlichen Seegang nach dem in Abb. 2 skizzierten Verfahren ermitteln. In Abhängigkeit von  $H_s$  und  $T_0$  ergibt sich nach Gl. (38) und (39) die signifikante Übertragungsfunktion (Gl. (43)) der Relativbewegung bzw. Vertikalbewegung. Diese sind in Abb. 24-26 für die drei Hubphasen in drei Welleneinfallswinkel zu sehen. Zum Vergleich sind auch die Werte dargestellt (gestrichelte Kurven), die sich bei Vernachlässigung der hydrodynamischen Kopplung ergeben.

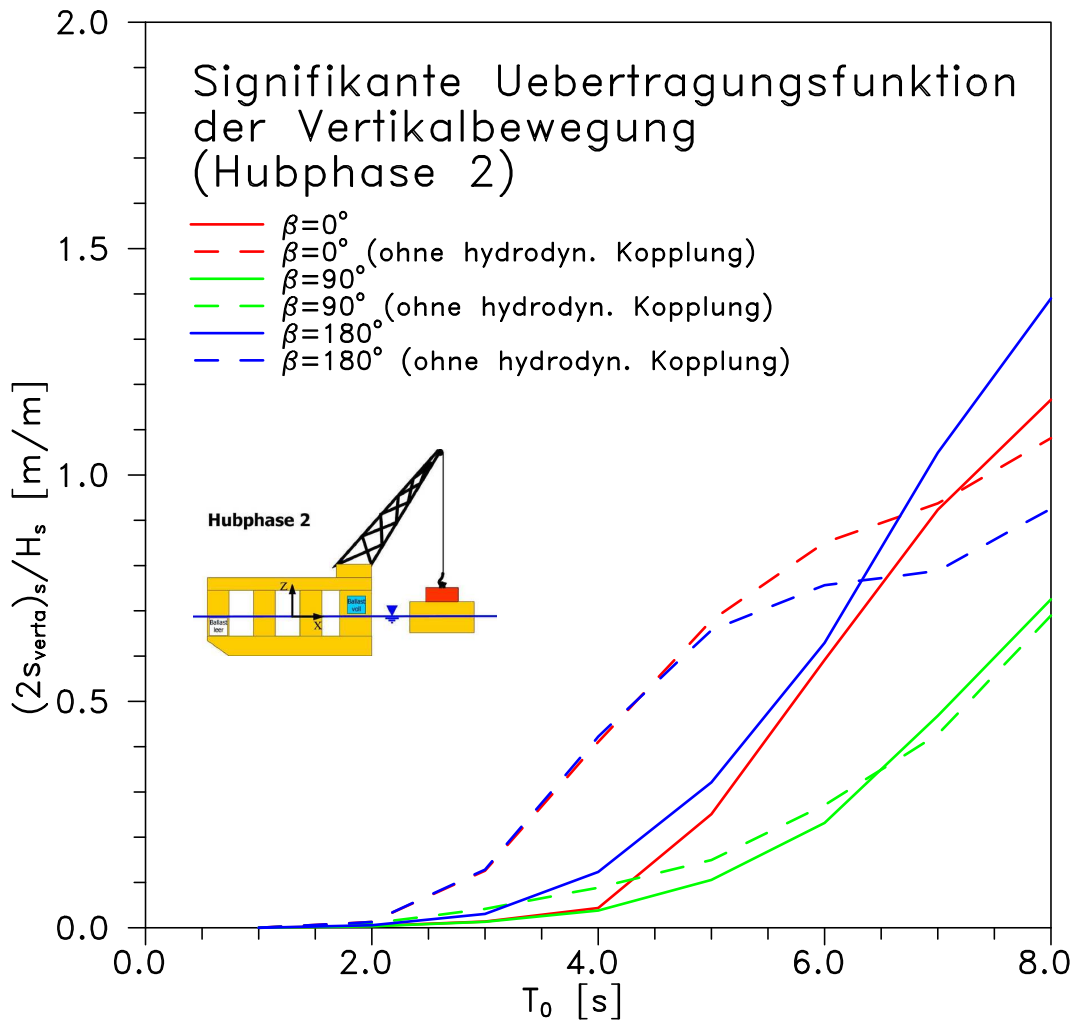




**Abb. 24.** Signifikante Übertragungsfunktionen der vertikalen Relativbewegungen für drei Welleneinfallswinkel während der ersten Hubphase mit und ohne hydrodynamische Kopplung.

sigung der hydrodynamischen Kopplung ergeben. Während aller drei Hubphasen sind in Wellen von  $\beta = 0^\circ$  die signifikanten Doppelamplituden mit hydrodynamischer Kopplung kleiner als die Relativbewegungen, die aus den Einzelstrukturen ermittelt worden sind. Der Grund hierfür liegt in dem abschirmenden Effekt des Halbtauchers, wenn die Barge in seinem 'Wellenschatten' liegt. Wellen mit höheren Frequenzen werden zwischen den Säulen gedämpft und ganz kurze Wellen werden vom Halbtaucher komplett reflektiert. Anders sieht es in Wellen von  $\beta = 180^\circ$  aus, die erst auf die Barge auftreffen, bevor sie am Halbtaucher reflektiert werden und auf die Barge zurücklaufen. Solange die beiden Strukturen nur hydrodynamisch gekoppelt sind, ergeben sich, bei Vernachlässigung der Wechselwirkungen, kleinere Werte.

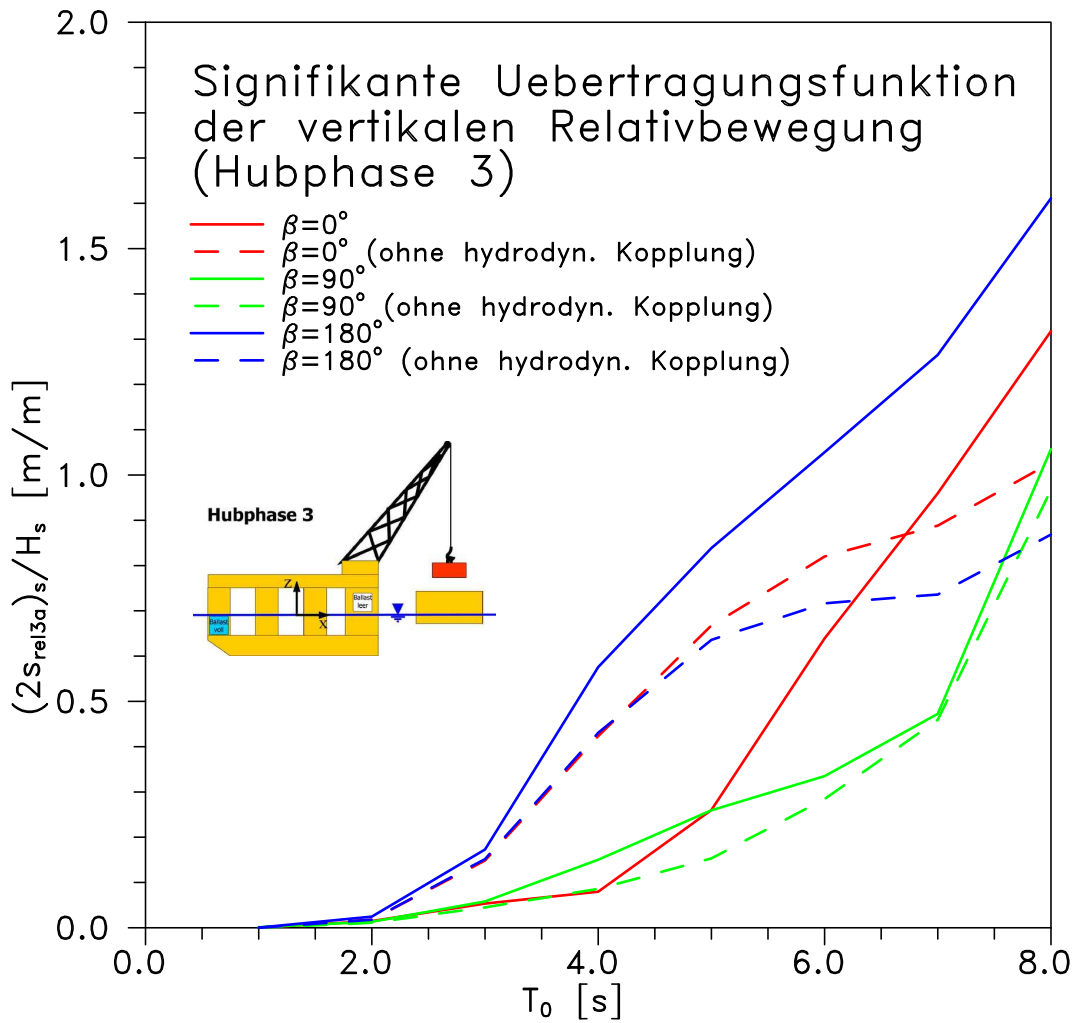
Bei der zweiten Hubphase (Abb. 25) bewirkt die starre Kopplung erheblich reduzierte Vertikalbewegungen. In diesem Fall prägt der Halbtaucher die an der Nock induzierten Vertikalbewegungen der Barge auf. Die Bewegungen der Barge, die auch noch in kürzeren Wellen wesentliche Amplituden aufweisen, werden unterdrückt. Da der Halbtaucher erst in Wellen ab  $\omega < 1.0 \text{ rad/s}$  zu Bewegungen angeregt wird, hat dieses System über einen verhältnismässig grossen Zero-upcrossing Bereich die



**Abb. 25.** Signifikante Übertragungsfunktionen der Vertikalbewegungen der Barge für drei Welleneinfallswinkel während der zweiten Hubphase mit und ohne hydrodynamische Kopplung.

günstigsten signifikanten Antworten. Während der zweiten Hubphase unterscheiden sich auch die Relativbewegungen in Wellen von  $\beta = 0^\circ$  und  $180^\circ$  nur wenig. Auch das liegt wieder am Halbtaucher, der das Bewegungsverhalten dominiert und in diesen beiden Welleneinfallswinkel durch ähnliche Übertragungsfunktionen gekennzeichnet ist (siehe Abb. 11-13 sowie 16-18). In seitlichem Seegang ist während der ersten und dritten Hubphase (nur hydrodynamische Kopplung) die Relativbewegung im Mehrkörpersystem in einem Bereich von  $T_0 \approx 3 - 7\text{s}$  grösser als wenn sie aus den Einzelstrukturen berechnet wird. In längeren Wellen folgen die beiden Strukturen der Welle und die gegenseitigen Störungen durch die Diffraktions- und Radiationswellen werden weniger. Deshalb spielt die hydrodynamische Kopplung in Bereichen ab  $T_0 > 8\text{s}$  keine grosse Rolle mehr und die signifikante Doppelamplitude mit hydrodynamischer Kopplung nähert sich asymptotisch derjenigen ohne hydrodynamische Kopplung an. Gleiches gilt auch für die beiden anderen Welleneinfallswinkel.

Zur Kontrolle der angenommenen starren Kopplung der beiden Strukturen während der zweiten Hubphase werden die signifikanten Doppelamplituden der vertikalen Relativbewegungen in einem Seegang mit  $T_0 = 5\text{s}$  und  $H_s = 2\text{m}$  betrachtet (Abb. 25):



**Abb. 26.** Signifikante Übertragungsfunktionen der vertikalen Relativbewegungen für drei Welleneinfallswinkel während der dritten Hubphase mit und ohne hydrodynamische Kopplung.

- $\beta = 0^\circ$ :  $H_s \cdot ((2s_{vert,a})_s / H_s)|_{T_0=5s} = 2m \cdot 0.251 = 0.502m \Rightarrow s_{vert3a} = 0.251m$
- $\beta = 90^\circ$ :  $H_s \cdot ((2s_{vert,a})_s / H_s)|_{T_0=5s} = 2m \cdot 0.106 = 0.212m \Rightarrow s_{vert3a} = 0.106m$
- $\beta = 180^\circ$ :  $H_s \cdot ((2s_{vert,a})_s / H_s)|_{T_0=5s} = 2m \cdot 0.321 = 0.642m \Rightarrow s_{vert3a} = 0.321m$

Selbst in Wellen von  $\beta = 180^\circ$  kommen die Amplituden  $s_{vert3,a}$  nicht an die in Abschnitt 4.1 definierten Grenzbedingungen für die zweite Hubphase von +0.7m (Losefallen der Seile) und -2.6m (Abheben der Last) heran. Damit erscheint für den untersuchten Fall (Lastmasse 10000t) die Annahme einer starren Kopplung von Krannock und Barge während der zweiten Hubphase gerechtfertigt.

Aus den Ergebnissen in Abb. 24-26 wird deutlich, dass Einsätze in Seegangszuständen mit Zero-upcrossing Perioden  $T_0 > 5s$  aufgrund der stark anwachsenden Relativbewegungen nicht mehr durchführbar sind. Natürlich müssen Einsatzgrenzen spezifisch für die Operation und die verwendeten Strukturen definiert werden; Trotzdem kann hier  $T_0 = 5s$  als eine obere Grenze für Huboperationen angenommen werden, die in der Praxis nicht überschritten wird. In Tabelle 3 sind die signifikanten Doppelamplituden und Zero-upcrossing Perioden für alle drei Hubphasen zusammengefasst, die

	Signifikante Doppelamplitude ( $2s_{rel3a}$ ) <sub>s</sub> [m]			Zero-upcrossing Periode $T_{0,rel}$ [s]		
	$\beta = 0^\circ$	$\beta = 90^\circ$	$\beta = 180^\circ$	$\beta = 0^\circ$	$\beta = 90^\circ$	$\beta = 180^\circ$
Hubphase 1	0.54	0.59	1.74	9.10	7.55	7.58
Hubphase 2	0.50	0.21	0.64	9.22	8.26	8.18
Hubphase 3	0.52	0.52	1.68	8.89	7.28	6.97

**Tab. 3.** Frequenzbereich: signifikante Doppelamplituden sowie Zero-upcrossing Perioden der vertikalen Relativ- bzw. Bargebewegung für drei Hubphasen und drei Welleneinfallswinkel in einem durch ein Pierson-Moskowitz Spektrum definierten Seegang mit  $H_s = 2m$  und  $T_0 = 5s$ .

	Maximale Doppelamplituden						
	$\beta = 0^\circ$		$\beta = 90^\circ$		$\beta = 180^\circ$		
Anzahl Wellen $N_w$	20	360	20	360	20	360	Hubphase
Anzahl Bewegungszyklen $N_{AH1}$	11	198	13	238	13	237	1
Anzahl Bewegungszyklen $N_{AH2}$	11	195	12	218	12	220	2
Anzahl Bewegungszyklen $N_{AH3}$	11	202	14	247	14	258	3
Verhältnis von maximaler zu signifikanter Doppelamplitude $(2s_{rel})_{max}/(2s_{rel})_s$	1.18	1.70	1.22	1.73	1.22	1.73	1
	1.18	1.70	1.20	1.71	1.20	1.72	2
	1.18	1.70	1.23	1.73	1.23	1.74	3
Maximale Doppelamplitude der vertikalen Relativbewegung $(2s_{rel3})_{max}$	0.64	0.92	0.72	1.02	2.12	3.01	1
	0.59	0.85	0.25	0.36	0.77	1.10	2
	0.61	0.88	0.64	0.90	2.07	2.92	3

**Tab. 4.** Erwartete maximale Doppelamplituden ( $2s_{rel3H3}$ )<sub>max</sub> der vertikalen Relativbewegung (bzw. Bargebewegung) nach Gl. (64) für drei Hubphasen in drei Welleneinfallswinkeln in Abhängigkeit der Bewegungszyklen  $N_A$  in 20 und 360 Wellen.

sich in diesem Grenzseegang und einer signifikanten Wellenhöhe von  $H_s = 2m$  ergeben. Die signifikanten Doppelamplituden der Relativbewegung werden nach Gl. (39) aus dem Antwortspektrum der Relativbewegung oder aus Abb. 24-26 bestimmt. Die sich einstellenden Zero-upcrossing Perioden berechnen sich nach Gl. (40) aus dem nullten und zweiten Moment des Antwortspektrums.

Die Zero-upcrossing Periode der Antwort ist in diesem Seegang für alle Hubphasen und Welleneinfallswinkel deutlich grösser als die eingehende Zero-upcrossing Periode. Das bedeutet, dass die Struktur als Filter wirkt: Wellen mit höheren Frequenzen werden nicht oder nur kaum wahrgenommen. Man beachte, dass die Relativbewegungen für einen Seegang von  $T_0 = 5s$  von der Barge dominiert werden, da sich der Kranhalbtaucher im Bereich von  $\omega = 1.26rad/s$  kaum bewegt (siehe Abb. 11-18). Die Anzahl der Bewegungszyklen resultiert aus dem Verhältnis von Dauer des Seegangs  $T_D = N_w T_0$  durch  $T_{0,rel}$  nach Gl. (65). Anhand der Anzahl Bewegungszyklen  $N_A$  können dann mit Gl. (64) die erwartete maximale Doppelamplituden der Relativbewegungen ermittelt werden.

Für Wellengruppen von  $N_w = 20$  und  $N_w = 360$  sind in Tabelle 4 alternativ die maximalen Doppelamplituden aufgeführt, die sich aus den signifikanten Doppelamplitude (Tab. 3) ergeben. Bei Verwendung eines Rapid-Ballast Systems dauert der Hubvorgang etwa 90-100s. Während dieser Zeit passieren ca.  $N_w = 20$  Wellen das System (in einem Seegang mit  $T_0 = 5s$ ). Steht kein Rapid-Ballast

System zur Verfügung, dauert der Hubvorgang erheblich länger. Mit der Annahme, dass dies etwa 30 Minuten dauert, muss in diesem Seegang mit etwa 360 Wellen gerechnet werden. Aus dem Vergleich der Ergebnisse für  $N_w = 20$  und 360 wird deutlich, dass bei Verwendung eines Rapid-Ballast-Systems die geschätzte maximale Doppelamplitude wesentlich kleiner ausfällt als bei langwierigem Heissen der Last. Diese Ergebnisse lassen auch den Umkehrschluss zu: bei gegebener zulässiger maximaler Doppelamplitude der Relativbewegung sind Operationen mit dem Rapid-Ballast-System auch noch in schlechteren Umweltbedingungen möglich.

Mit den Ergebnissen aus Tab. 4 ist nun eindeutig belegt, dass die Anordnung der Barge im Wellenschatten ( $\beta = 0^\circ$ ) zu bevorzugen ist. Die seitliche Anordnung führt zwar während der zweiten Hubphase zu etwas günstigeren Werten. Während der ersten aber vor allem der kritischen dritten Hubphase sind sowohl die signifikanten als auch die geschätzten maximalen Doppelamplituden gleich oder grösser als in Wellen von  $\beta = 0^\circ$ .

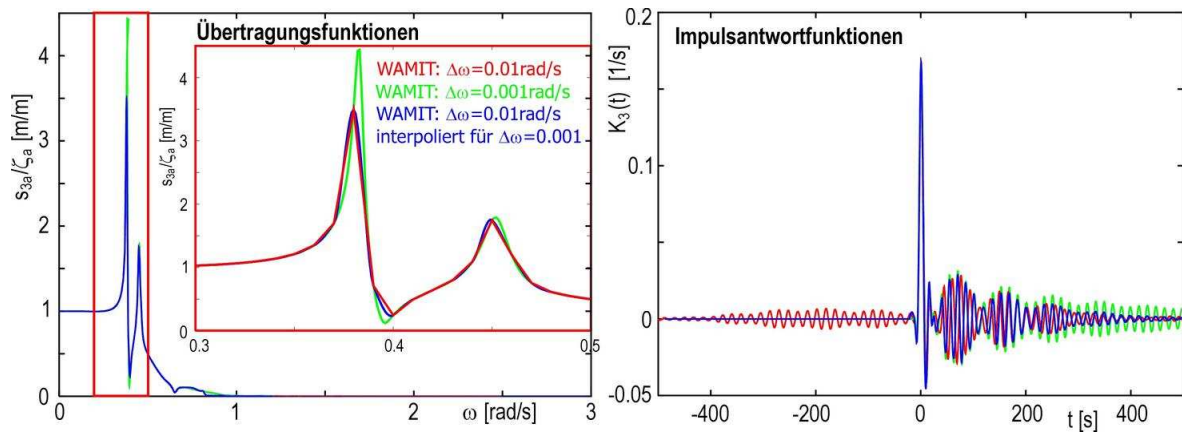


## 5 Ergebnisse im Zeitbereich

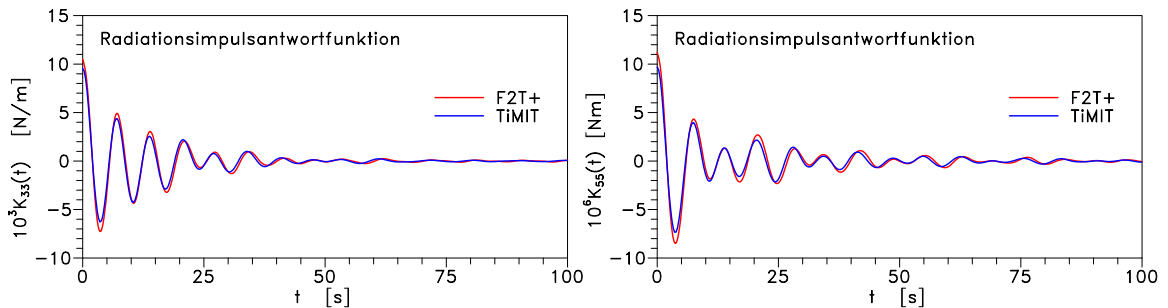
Die im vorigen Abschnitt vorgestellten Ergebnisse beschreiben das Seegangsverhalten eines Mehrkörpersystems in harmonischen Wellen sowie deren Einsatzgrenzen im natürlichen Seegang. Aufgrund der angewandten Spektralanalyse haben sie statistischen Charakter und sind daher nicht geeignet, um eine deterministische Kausalität zwischen Ursache und Wirkung aufzuzeigen. Dies ist nur mit Simulationen im Zeitbereich möglich. Mit dem in Abschnitt 3.5 vorgestellten Verfahren *F2T+* werden die im Frequenzbereich ermittelten Übertragungsfunktionen in Impulsantwortfunktionen überführt (Gl. (72) sowie Abb. 9). Damit können Strukturantworten in beliebigen Wellenzügen mittels Faltung (Gl. (74) sowie Abb. 9) bestimmt und eine Beziehung zwischen Erregung und Antwort hergestellt werden. In Abschnitt 5.1 wird beschrieben, welche Anforderungen die Übertragungsfunktionen erfüllen müssen, um sinnvolle Ergebnisse zu erhalten. Die Verifizierung des Verfahrens wird in Abschnitt 5.2 beschrieben. Danach werden Ergebnisse der Seegangssimulationen im natürlichen Seegang vorgestellt. Um mit dem Frequenzbereich vergleichbare Mittelwerte zu gewährleisten, sind Untersuchungen in langanhaltenden Seegängen mit 1000 Wellen durchgeführt worden. Detailuntersuchungen sowie Simulationen in Extremwellenereignissen ergänzen die Analyse von Mehrkörpersystemen im Zeitbereich. Abschliessend wird eine Beziehung zwischen Ursache und Wirkung aufgezeigt, indem Perioden- und Höhenverläufe der Strukturantworten denen des erregenden Wellenzuges gegenüber gestellt wird.

### 5.1 Vorbereitung der Frequenzbereichsergebnisse (Postprocessing)

Für das in Abschnitt 3.5 vorgestellte Verfahren müssen die von dem Programm WAMIT berechneten Übertragungsfunktionen nachbehandelt werden. Als obere Integrationsgrenze wird bei der Fouriertransformation der Übertragungsfunktionen (Gl. 73) die grösste Frequenz verwendet. Deshalb müssen sie einen grossen Frequenzbereich abdecken, um Abschnidefehler möglichst gering zu halten. Der numerischen Genauigkeit wegen müssen die Übertragungsfunktionen mit einer sehr kleinen Frequenzschrittweite in die Transformationsroutine *F2T* eingegeben werden. Die zweite Forderung gilt insbesondere für Übertragungsfunktionen, die sich durch hohe, scharfe Peaks auszeichnen. Tendieren die Systeme zu engen hohen Resonanzstellen, wie sie z.B. für Halbtaucher typisch sind, ergeben sich bei sehr kleinen Frequenzschrittweiten stark überhöhte, unrealistische Resonanzpeaks. Diese überhöhten Peaks führen zu Lösungen der Impulsantwortfunktionen mit lang anhaltenden, kaum gedämpften Schwingungen, welche die nachfolgenden Simulationen in beliebigen Wellenzügen beeinflussen. Zudem kostet eine feine Auflösung des Frequenzbereiches viel Rechenzeit. In Abb. 27 sind diese Probleme illustriert: Am Beispiel der Übertragungsfunktion der Tauchbewegung des Kranhalbtauchers wird der Einfluss der Frequenzschrittweite demonstriert. Die rote Kurve ist mit einer (verhältnismässig) grossen Frequenzschrittweite ( $\Delta\omega = 0.01\text{rad/s}$ ) berechnet worden. Die Schwingungsperioden der resultierenden Impulsantwortfunktion (rechte Seite in Abb. 27) sind zu gross und vor der Nullstelle ergeben sich erhebliche numerische Instabilitäten. Die grüne Übertragungsfunktion wurde mit einer Frequenzschrittweite von  $\Delta\omega = 0.001\text{rad/s}$  direkt von WAMIT berechnet. Sie zeichnet sich durch einen genaueren Verlauf mit einem extrem hohen (unrealistischen) Resonanzpeak aus. Dieser ist die Ursache für die anhaltenden, nur schwach gedämpften Oszillationen, die sich nach der Impulserregung ergeben. Die Schwingungsperioden sind bei Verwendung dieser Frequenzschrittweite aber richtig getroffen. Um diese Probleme zu vermeiden, werden die Übertragungsfunktionen mit grossen Frequenzschrittweiten ( $\Delta\omega = 0.01\text{rad/s}$ ) berechnet und anschliessend mittels Akima-Interpolation (in Abb. 27 für  $\Delta\omega = 0.001\text{rad/s}$ ) verfeinert. Die Interpolation nach Akima verwendet kubische Spli-



**Abb. 27.** Mit unterschiedlichen Frequenzschrittweiten berechnete bzw. interpolierte Übertragungsfunktionen und daraus resultierende Impulsantwortfunktionen.



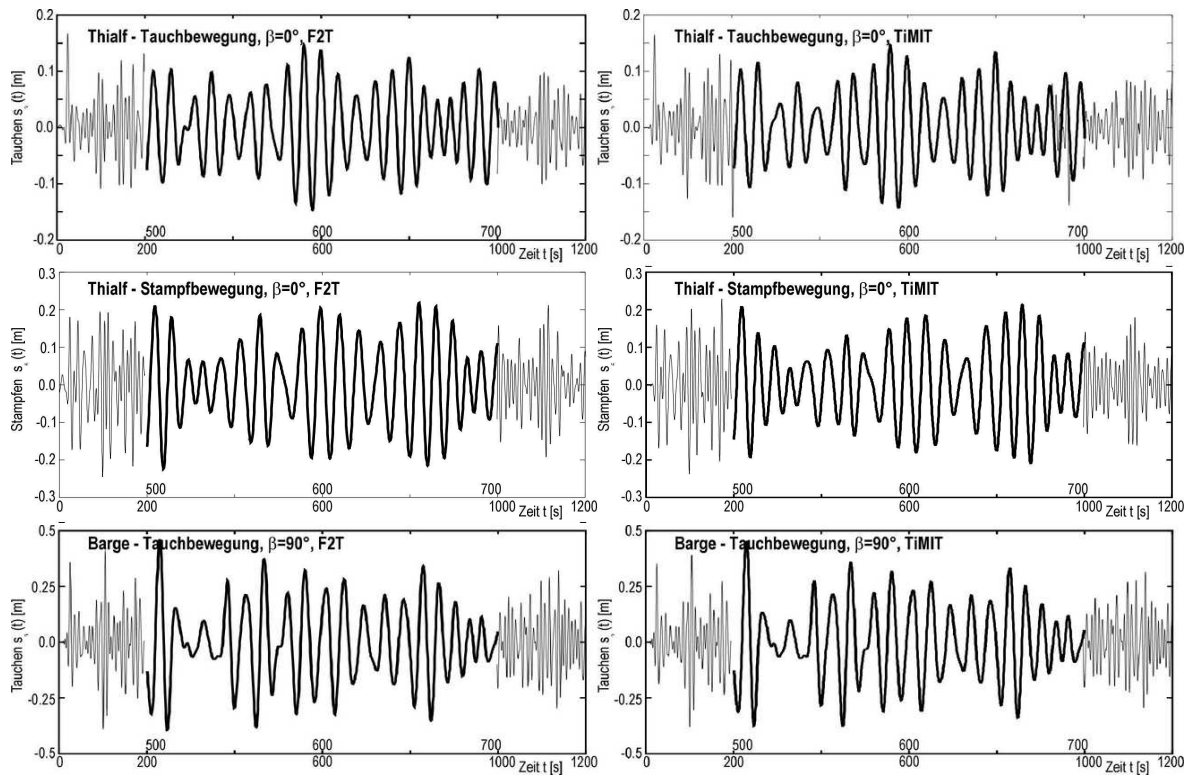
**Abb. 28.** F2T+ und TiMIT: Vergleich von Radiationsimpulsantwortfunktionen für Bewegungen in  $z$ -Richtung bzw. Rotation um  $y$ -Achse.

nes, die Stetigkeitsforderung beschränkt sich auf Funktionswert und erste Ableitung an den Interpolationsstellen. Vorteilhaft an dieser Methode ist der lokale Einfluss der Interpolationspunkte. Die näherungsweise Bestimmung der Ableitungen verwendet jeweils nur den betreffenden Datenpunkt sowie je zwei Punkte auf beiden Seiten. Damit ist das Verfahren sehr effizient, da keine Gleichungssysteme gelöst werden müssen. Die interpolierte Übertragungsfunktion (blaue Kurve) findet nicht den Verlauf derjenigen mit der feinen Auflösung von  $\Delta\omega = 0.001 \text{ rad/s}$ , nähert diesen aber besser an und hat einen kleineren Resonanzpeak. Auf diesem Weg erhält man Impulsantwortfunktionen, die als Grundlage für die Simulation in beliebigen Wellenzügen verwendbar sind. Zusätzlicher Vorteil durch die Interpolation besteht in der Einsparung von Rechenzeit.

## 5.2 Verifizierung des Transformationsverfahrens F2T+

Die Verifizierung des Transformationsverfahrens F2T+ besteht aus zwei Schritten. Im ersten werden F2T+ Simulationen der Einzelstrukturen (keine benachbarten Strukturen, also ohne hydrodynamische Kopplung) mit Ergebnissen des Programmsystems TiMIT verglichen. Dieses berechnet die Potentiale und die daraus folgenden Größen im Zeitbereich, kann aber keine Mehrkörpersysteme analysieren. Deswegen können damit nur Einzelstrukturen untersucht werden. Für Strukturen (Halbtaucher und FPSOs) ohne Vorwärtsgeschwindigkeit ist TiMIT sowohl numerisch als auch experimentell validiert worden (Clauss et al., 2002, 2003, 2004). Der Vergleich der von WAMIT und TiMIT bestimmten





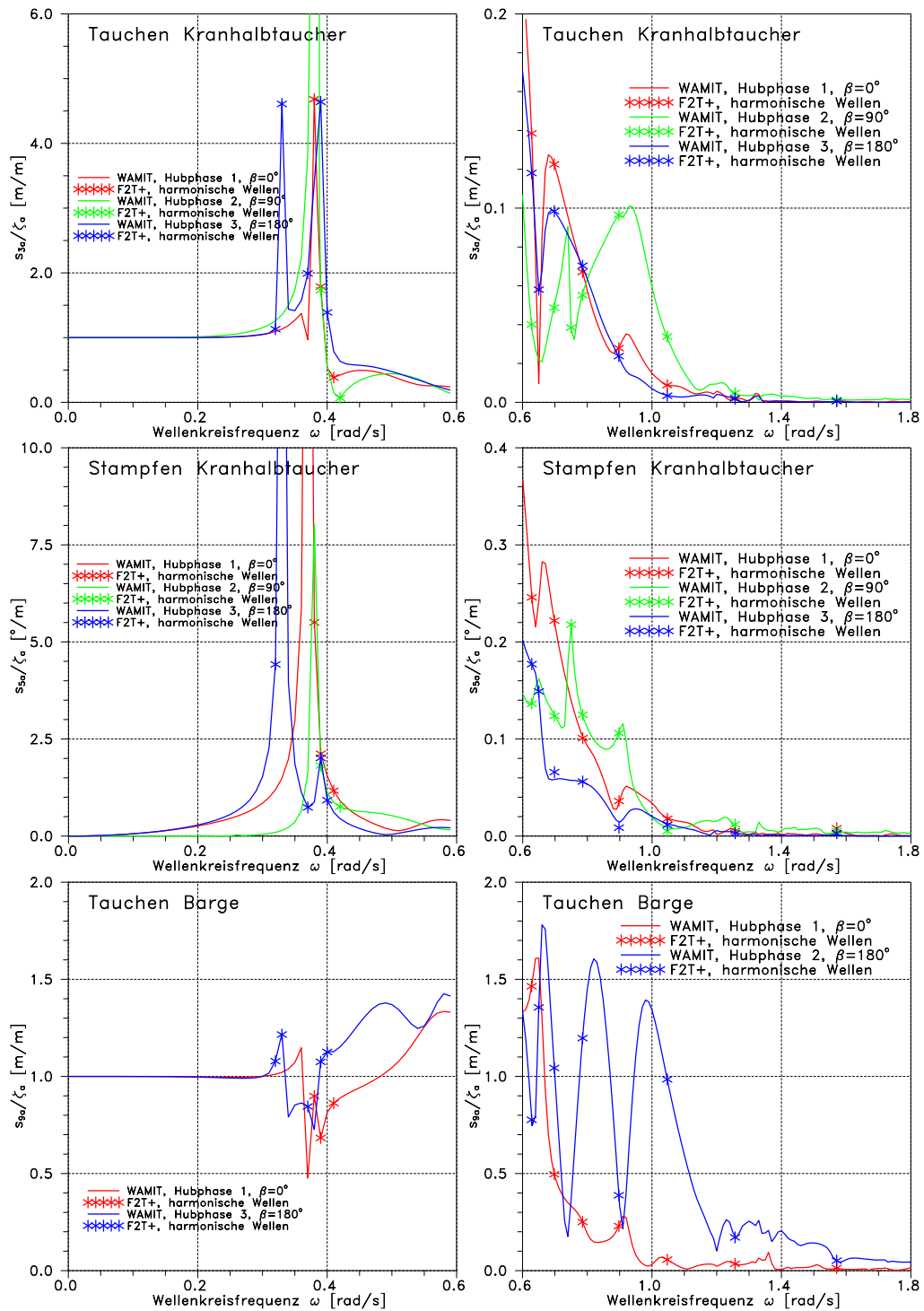
**Abb. 29.** F2T+ und TiMIT: Vergleich von Tauch- und Stampfbewegungen des Halbtauchers sowie Tauchbewegung der querliegenden Barge im natürlichen Seegang.

Übertragungsfunktionen ist nur bedingt zur Überprüfung geeignet. Da die beiden Programmsysteme auf derselben Theorie basieren, ergeben sich bei gleichen Eingaben auch gleiche Ergebnisse. TiMIT berechnet die Übertragungsfunktionen mittels Fouriertransformation aus den Impulsantwortfunktionen (siehe Gleichung (71)). Deshalb werden sie nur zur Kontrolle der verwendeten Systemparameter (Gewichtsschwerpunkte, Trägheitsradien, etc.) im Vorfeld miteinander verglichen.

Für eine Verifizierung besser geeignet ist der Vergleich der Impulsantwortfunktionen. F2T berechnet als Nebenprodukt auch die Radiationsimpulsantwortfunktionen, mit denen TiMIT (in Verbindung mit den Diffraktionsimpulsantwortfunktionen) die Bewegungen in beliebigen Wellen ermittelt. Stimmen diese überein, ist das ein Hinweis für passend gewählte Frequenz- und Zeitschrittweiten sowie einen ausreichend grossen Frequenzbereich. Beispielhaft werden in Abb. 28 von F2T+ und TiMIT berechnete Radiationsimpulsantwortfunktionen der Tauch- und Stampfbewegung gezeigt.

Nach diesem Vergleich der Radiationsimpulsantwortfunktionen werden Bewegungssimulationen sowohl mit TiMIT als auch mit F2T+ durchgeführt. Abb. 29 zeigt beispielhaft die Tauch- und Stampfbewegungen des Kranhalbtauchers in Wellen von  $\beta = 0^\circ$  sowie die Tauchbewegungen der querliegenden Barge. Diese Ergebnisse gelten, wie schon erwähnt, für die Einzelstrukturen. Die Beladungszustände entsprechen der ersten Hubphase. Diese Simulationen sind in einen Seegang mit einer signifikanten Wellenhöhe von  $H_s = 2.2\text{m}$  und einer Zero-upcrossing Periode von  $T_0 = 6.0\text{s}$  durchgeführt worden.

Stimmen die mit den beiden Verfahren berechneten Antworten der Einzelstrukturen überein, werden im zweiten Verifizierungsschritt die Starrkörperbewegungen des Mehrkörpersystems mit F2T+ in harmonischen Wellen berechnet. Die resultierenden Bewegungsamplituden werden mit den Be-



**Abb. 30.** Verifizierung der von F2T+ berechneten Bewegungsamplituden in harmonischen Wellen mit den von WAMIT bestimmten Beträgen der Übertragungsfunktionen für die Strukturen im Mehrkörpersystem während der dritten Hubphase. Die Frequenzachse ist wegen der Größenverhältnisse geteilt, deshalb ergeben sich unterschiedliche Skalen der Beträge.

trägen der Übertragungsfunktionen verglichen. Abb. 30 zeigt die Übertragungsfunktionen, in denen die Ergebnisse aus den F2T+ Simulationen mit \* gekennzeichnet sind. Die Übertragungsfunktionen sind graphisch getrennt dargestellt, um bei höheren Frequenzen den Vergleich zwischen WAMIT und F2T+ zu erleichtern. Für die Verifizierung sind harmonische Wellen mit Frequenzen, die Perioden von  $T = 3 - 10$ s entsprechen, ausgewählt worden sowie einige für die Übertragungsfunktionen charakteristische Frequenzen (z.B. Resonanzen). Die Ergebnisse zeigen eine äusserst zufriedenstellende Übereinstimmung.

### 5.3 Bewegungssimulationen im Zeitbereich

Detaillierte Untersuchungen des Bewegungsverhaltens im Zeitbereich fördern das Verständnis für den Zusammenhang von Ursache und Wirkung und vertiefen die Kenntnis über das Systemverhalten. Mit Simulationen im langanhaltenden natürlichen Seegang können die Ergebnisse der Frequenzbereichsanalyse verifiziert werden. Der Einfluss der hydrodynamischen Kopplung im Zeitbereich wird vorgestellt. Anschliessende Detailuntersuchungen im natürlichen Seegang verweisen auf die Tatsache, dass nicht nur die Wellenhöhen, sondern auch der Verlauf des Wellenzuges für das Bewegungsverhalten massgeblich ist. Zusätzliche Analysen des Bewegungsverhaltens in Extremwellenereignissen bestätigen diese Erkenntnis. Um den Zusammenhang zwischen erregender Wellensequenz und resultierender Strukturantwort besser zu verstehen, werden die Verläufe der individuellen Zero-upcrossing Perioden der Wellenregistrierung in Zusammenhang mit dem Verlauf der Bewegung gebracht.

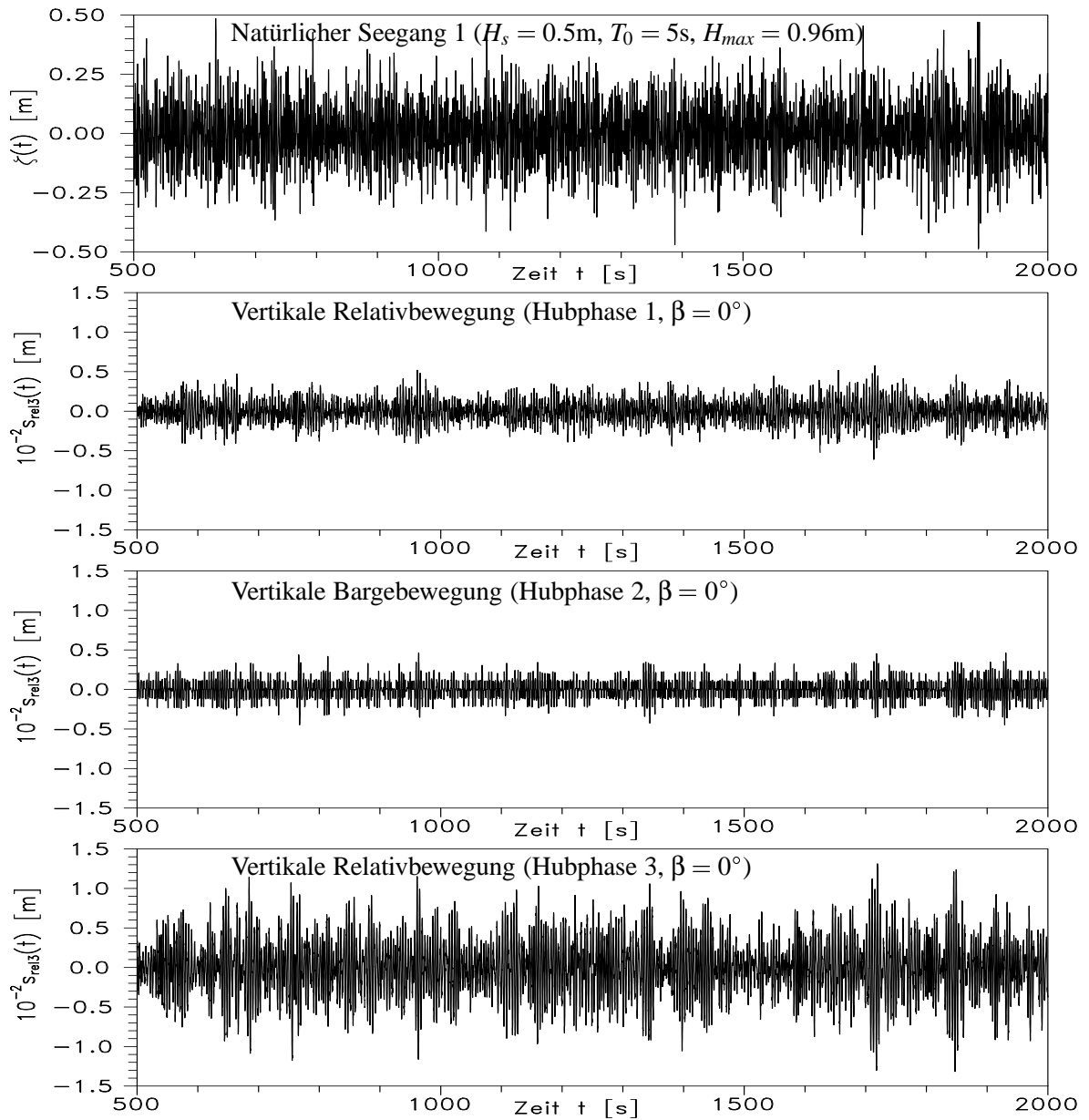
#### 5.3.1 Bewegungsverhalten im natürlichen Seegang

Bewegungssimulationen sind in zwei natürlichen Seegängen durchgeführt worden. Bei dem ersten handelt es sich um einen verhältnismässig moderaten Seegang. Es wird erwartet, dass die Bewegungen in diesem Seegang weit unter der kritischen Grenze liegen. Als Grenzwerte für die signifikante Doppelamplitude der vertikalen Nockbewegung bei schweren Hübten ( $> 2000t$ ) geben Clauss et al. (1990)  $(2s_{3a})_{s,zul} \leq 0.6m$  an. Dies wird als Grenzwert für die Relativbewegungen  $(2s_{rel3,a})_{s,zul}$  übernommen. In einem Seegang mit einer Zero-upcrossing Periode von  $T_0 = 5s$  ergibt sich damit zulässige signifikante Wellenhöhe  $H_{s,zul} \approx 2m$  (Gl. 44) während der dritten Hubphase für  $\beta = 0^\circ$  (Abb. 26). Die Charakteristika der beiden Seegänge sind:

- Natürlicher Seegang 1:  $H_s = 0.5m$ ,  $T_0 = 2.5s$ ,  $H_{max} = 0.96m$ ,  $H_{max}/H_s = 1.92$ .
- Natürlicher Seegang 2:  $H_s = 2.0m$ ,  $T_0 = 5.0s$ ,  $H_{max} = 3.78m$ ,  $H_{max}/H_s = 1.89$ .

Beide Wellenzüge beinhalten 1000 Wellen und weisen ähnliche Wellensteilheiten auf, wie das Verhältnis  $H_s/L_0 \approx 1/20$  zeigt. Die mittlere Wellenlänge  $L_0$  ist mit der Zero-upcrossing Periode  $T_0$  aus der Tiefwassernäherung  $L_0 = gT_0^2/2\pi$  gewonnen worden. Die im Folgenden präsentierten Untersuchungen beschränken sich aufgrund der Erkenntnisse aus dem Frequenzbereich (Abschnitt 4) auf einen Welleneinfallswinkel von  $\beta = 0^\circ$ .

In Abb. 31 ist der erste natürliche Seegang sowie die daraus resultierenden vertikalen Relativbewegungen (bzw. vertikalen Bargebewegungen) für alle drei Hubphasen dargestellt. Wie erwartet ergeben sich sehr kleine Bewegungen. Während der ersten und zweiten Hubphase bleiben die vertikalen Relativbewegungen (bzw. Bargebewegungen) im Millimeterbereich. Bei der dritten Hubphase werden die Bewegungen etwas grösser. Das liegt daran, dass für die dritte Hubphase die Tauchübertragungsfunktion der Barge um die Frequenz  $\omega = 2\pi/2.5 = 2.5rad/s$  im Gegensatz zur ersten und zweiten Hubphase noch nicht ganz abgeklungen ist. Problematisch in diesem Zusammenhang könnte der Übergang

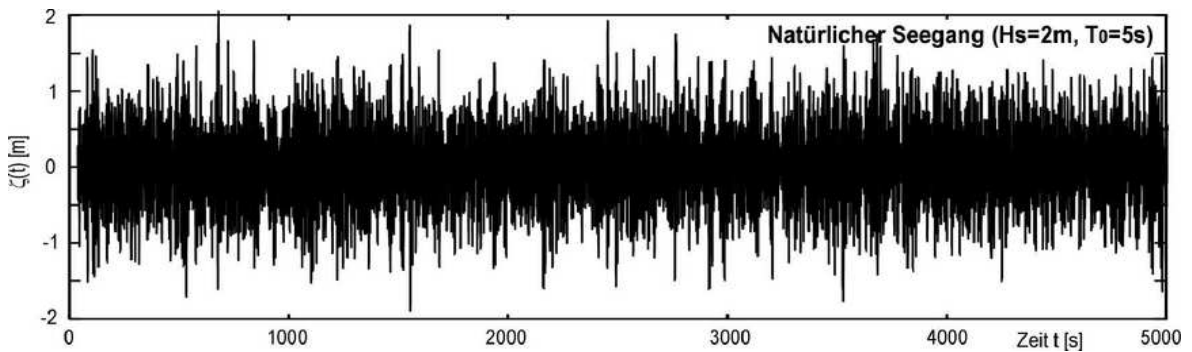


**Abb. 31.** Erster natürlicher Seegang mit signifikanter Wellenhöhe von  $H_s = 0.5\text{m}$ , Zero-upcrossing Periode von  $T_0 = 2.5\text{s}$  und  $N_w = 1000$  Wellen sowie die resultierenden Relativbewegungen während allen drei Hubphasen.

von der zweiten zur dritten Hubphase werden, da sich durch die rasch geänderten Systemparameter (vollständige Lastaufnahme sowie aktiviertes Rapid-Ballast System) etwa verdreifachte Bewegungsamplituden einstellen. Die Ergebnisse für die signifikanten und maximalen Doppelamplituden sowie die Zero-upcrossing Perioden der vertikalen Relativbewegungen (bzw. Bargebewegungen) sind in Tab. 5 zusammengefasst. Sie stimmen gut mit den Ergebnissen überein, die sich im Frequenzbereich aus der spektralen Analyse für diesen Seegang ergeben (siehe Abb. 24-25). Der Berechnung der zugehörigen maximalen Doppelamplituden liegen die eingehenden 1000 Wellen zugrunde. Die An-

	Zeitbereich				Frequenzbereich		
	$(2s_{rel3,a})_s$ [m]	$(2s_{rel3,a})_{max}$ [m]	$(2s_{rel3,a})_{max}/$ $(2s_{rel3,a})_s$	$T_{0,rel}$ [s]	$(2s_{rel3,a})_s$ [m]	$(2s_{rel3,a})_{max}$ [m]	$T_{0,rel}$ [s]
Hubphase 1	0.0055	0.011	1.98	2.77	0.0059	0.011	4.24
Hubphase 2	0.0051	0.009	1.76	3.81	0.0044	0.008	3.99
Hubphase 3	0.015	0.025	1.74	3.63	0.017	0.032	3.92

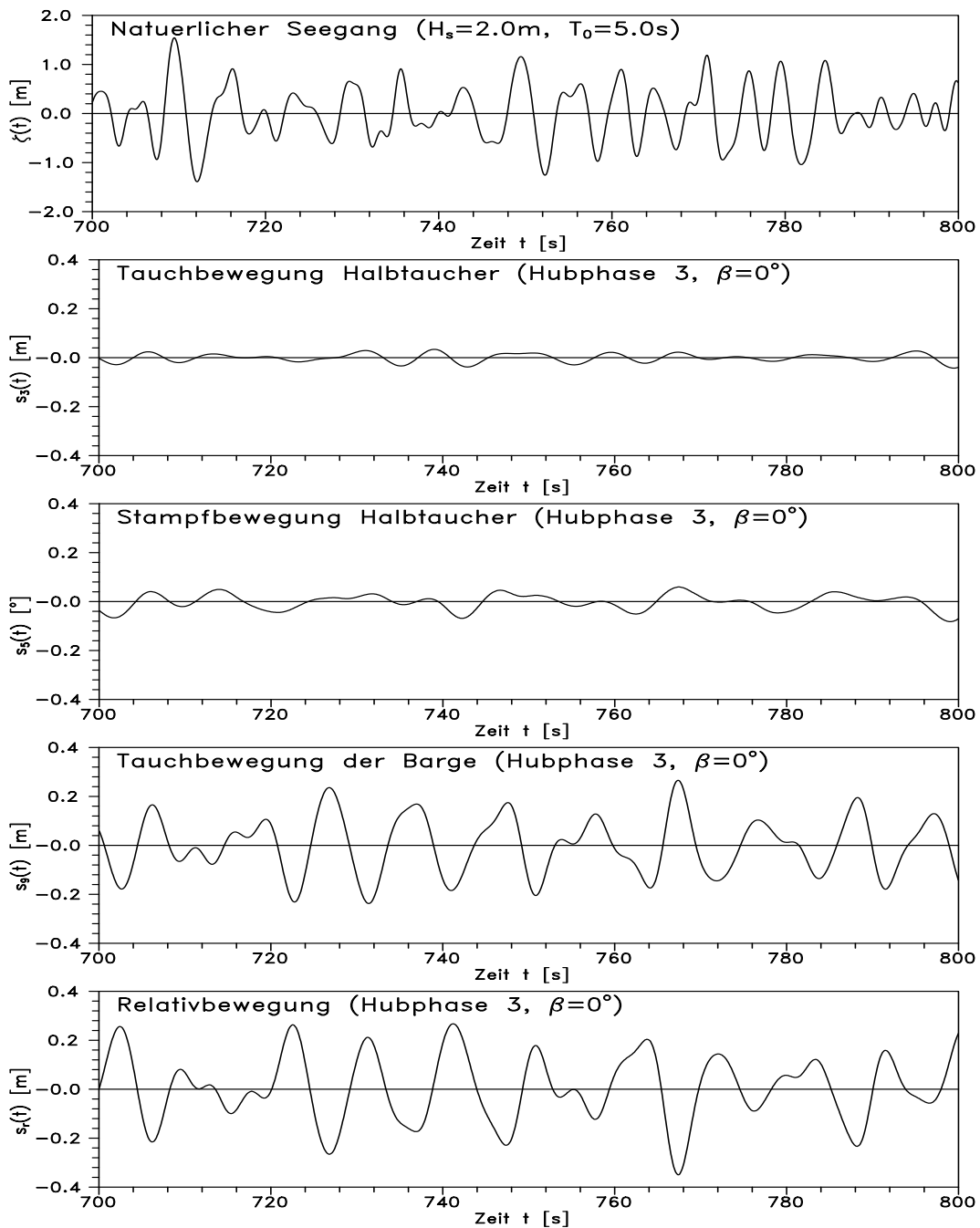
**Tab. 5.** Signifikante und maximale Doppelamplituden der vertikalen Relativbewegung (bzw. Bargebewegung) im ersten natürlichen Seegang ( $H_s = 0.5m$ ,  $T_0 = 2.5s$ ). Zum Vergleich die Ergebnisse aus dem Frequenzbereich.



**Abb. 32.** Zweiter natürlicher Seegang mit  $N_w = 1000$  Wellen, einer signifikanten Wellenhöhe von  $H_s = 2.0m$  und einer Zero-upcrossing Periode von  $T_0 = 5.0s$ .

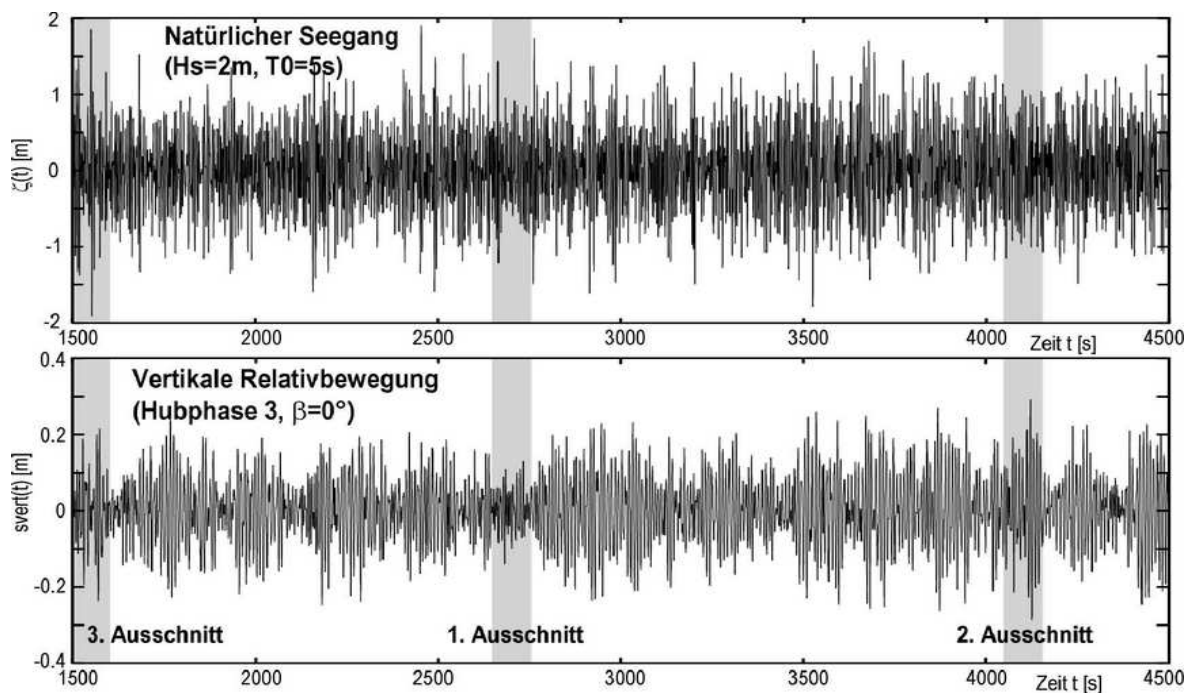
zahl der resultierenden Bewegungszyklen sind aus der im Frequenzbereich nach Gl. (40) ermittelten Zero-upcrossing Perioden des Antwortspektrums ermittelt worden.

In Abb. 32 ist der zweite natürliche Seegang dargestellt, in dem Bewegungssimulationen durchgeführt worden sind. Er unterscheidet sich in der signifikanten Wellenhöhe und der Zero-upcrossing Periode vom ersten. Die Anzahl der Wellen sowie die Wellensteilheiten sind annähernd gleich gross. Wie sich die vertikale Relativbewegung aus den einzelnen Strukturbewegungen zusammensetzt, ist in Abb. 33 für einen kurzen Ausschnitt von 100s präsentiert. Die für die vertikale Relativbewegung ausschlaggebende vertikale Nockbewegung ergibt sich aus der Überlagerung von Tauch- und Stampfbewegung des Kranhalbtauchers. Durch Subtraktion der Tauchbewegung der Barge von der Nockbewegung erhält man die Relativbewegung zwischen den beiden Strukturen. Im Zeitbereich ist die Berechnung der Relativbewegung noch einfacher als im Frequenzbereich, da es sich um reelle Größen handelt. In diesem Seegang sind die Bewegungen des Halbtauchers gering, die Relativbewegungen werden von den Tauchbewegungen der Barge dominiert. Abb. 34 zeigt exemplarisch die vertikale Relativbewegung während der dritten Hubphase für einen Zeitbereich von 1500-4500s im Zusammenhang mit der erregenden Wellensequenz. Die aus den gesamten, 5000s dauernden Registrierungen ermittelten signifikanten Doppelamplituden (arithmetisches Mittel der 33% höchsten Doppelamplituden) sind in Tab. 6 aufgeführt. In diesem Seegang stellt sich (im Vergleich zum ersten Seegang) eine noch deutlichere Filterwirkung der Struktur ein: die Anzahl der resultierenden Zyklen der Vertikalbewegung ist wesentlich geringer als die Zahl der Nulldurchgänge der Wellen ( $N_w = 1000$ ). Die Zero-upcrossing Periode der Relativbewegung  $T_{0,rel}$  wird dadurch höher. Die signifikanten Doppelamplituden der vertikalen Relativbewegungen (Bargebewegung) liegen deutlich unterhalb der im Frequenzbereich ermittelten Werte (aus Tab. 3 oder Abb. 26 für  $\beta = 0^\circ$  übernommen). Ein Grund hierfür ist, dass



**Abb. 33.** Ausschnitt aus dem zweiten natürlichen Seegang mit zugehöriger Tauch- und Stampfbewegungen des Halbtauchers, Tauchbewegung der Barge sowie resultierender Relativbewegung.

im Frequenzbereich die Zero-upcrossing Periode der Antworten höher geschätzt wird (Tab. 6). Das bedeutet, dass der Schwerpunkt des Antwortspektrums in einen niederfrequenten Bereich rückt, der durch höhere Bewegungsamplituden gekennzeichnet ist (Abb. 21-23). Auch die maximalen Doppelamplituden, die sich in den Registrierungen der vertikalen Relativbewegungen (bzw. Bargebewegung) der drei Hubphasen ergeben, sind deutlich kleiner als die im Frequenzbereich ermittelten. Die Ermittlung der Antwortspektren und damit der signifikanten Doppelamplituden der Relativbewegung



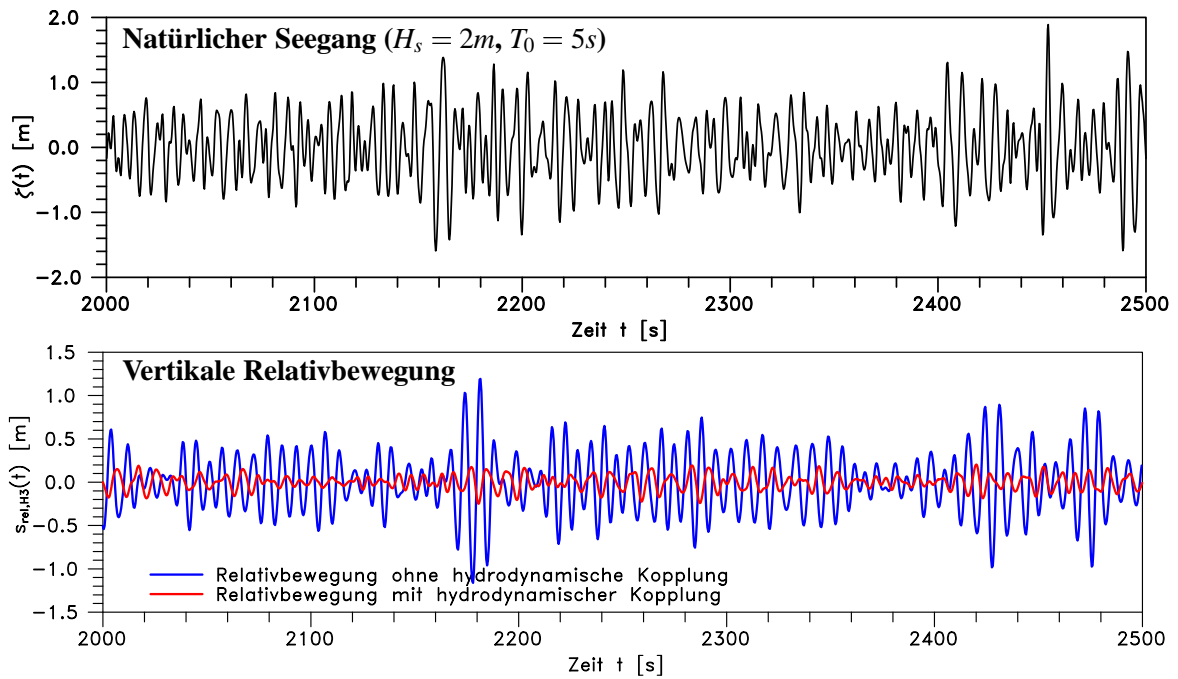
**Abb. 34.** Ausschnitte aus dem zweiten natürlichen Seegang und den dazugehörigen vertikalen Relativbewegungen für die dritte Hubphase. Markiert sind drei Zeitintervalle von 100s, die gesondert untersucht werden.

	Zeitbereich				Frequenzbereich		
	$(2s_{rel3,a})_s$ [m]	$(2s_{rel3,a})_{max}$ [m]	$(2s_{rel3,a})_{max}/$ $(2s_{rel3,a})_s$	$T_{0,rel}$ [s]	$(2s_{rel3,a})_s$ [m]	$(2s_{rel3,a})_{max}$ [m]	$T_{0,rel}$ [s]
Hubphase 1	0.37	0.65	1.76	8.5	0.54	1.00	9.10
Hubphase 2	0.33	0.67	2.03	8.9	0.50	0.93	9.22
Hubphase 3	0.34	0.58	1.71	8.1	0.52	0.97	8.89

**Tab. 6.** Signifikante und maximale Doppellamplituden der vertikalen Relativbewegung (bzw. Bargebewegung) im zweiten natürlichen Seegang ( $H_s = 2m$ ,  $T_0 = 5.0s$ ) in Wellen von  $\beta = 0^\circ$ . Zum Vergleich die Ergebnisse aus dem Frequenzbereich.

wird im Frequenzbereich durch einen weiteren Faktor beeinflusst: Die momentanen Phasenlagen, die sich durch den räumlichen Abstand der Strukturen ergeben, können nicht berücksichtigt werden. Die Ergebnisse hängen ausschliesslich vom Betrag der Übertragungsfunktionen ab. Somit wird vernachlässigt, dass die Strukturen nicht gleichzeitig, sondern zeitlich versetzt von einem Wellenverlauf angeregt werden.

Abbildung 35 demonstriert die Diskrepanz, die sich bei Vernachlässigung der hydrodynamischen Kopplung im Zeitbereich ergibt. Unterhalb der Wellensequenz für ein Zeitintervall von 2000-2500s sind die Relativbewegungen wiedergegeben, die sich bei Berechnung aus dem Bewegungsverhalten der Einzelstrukturen einstellen, d.h. wenn die hydrodynamische Kopplung vernachlässigt wird. Sie sind deutlich grösser als die Relativbewegungen im Mehrkörpersystem. Dieses Ergebnis entspricht auch den Erkenntnissen aus dem Frequenzbereich (siehe Abb. 26). Tabelle 7 gibt eine Übersicht



**Abb. 35.** Vertikale Relativbewegungen aus den Einzelstrukturen bei Vernachlässigung der hydrodynamischen Kopplung (blau) und vergleichend die Relativbewegungen im Mehrkörpersystem (rot) für die dritte Hubphase und  $\beta = 0^\circ$  unter der erregenden Wellensequenz ( $H_s = 2\text{m}$ ,  $T_0 = 5\text{s}$ ).

über die signifikanten und maximalen Werte, die Zero-upcrossing Perioden der Bewegungen der Einzelstrukturen sowie die daraus gebildeten vertikalen Relativbewegungen. Zum Vergleich sind auch die entsprechenden Werte aus dem Frequenzbereich aufgeführt sowie die resultierenden Doppelamplituden aus Zeit- und Frequenzbereich im Mehrkörpersystem. Der Einfluss der hydrodynamischen Kopplung auf die Tauch- und Stampfbewegung des Halbtauchers ist erwartungsgemäss kaum vorhanden. Die Tauchbewegungen der Barge sind allerdings deutlich geprägt durch die Abwesenheit des Halbtauchers. Die Bewegungen der Einzelstruktur und damit auch die Relativbewegungen sind beinahe um das vierfache vergrössert. Grund hierfür ist die fehlende Abschirmung durch den Halbtaucher, die in Wellen von  $\beta = 0^\circ$  nicht zum Tragen kommt (siehe Abb. 18).

Der Vergleich der Ergebnisse ohne hydrodynamische Kopplung aus Zeit- und Frequenzbereich ergibt eine sehr gute Übereinstimmung. Die Bewegungen des Halbtauchers werden im Frequenzbereich etwas höher geschätzt, und sind damit der Grund für die geringfügig grösser ausfallenden Relativbewegungen. Aber die Tauchbewegungen der Barge im Frequenz- und Zeitbereich stimmen sehr gut überein. Diese Übereinstimmung ist für die Bewegung der Barge im Mehrkörpersystem weitaus weniger. Dies ist auch in anderen Seegängen mit Zero-upcrossing Perioden der Fall. Es hat sich herausgestellt, dass in Seegängen mit steigenden Zero-upcrossing Perioden bis  $T_0 \approx 7\text{s}$  die Differenz zwischen Zeit- und Frequenzbereich grösser wird. Bei weiter steigenden Zero-upcrossing Perioden wird das Verhältnis zwischen den Ergebnissen wieder etwas besser. Eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen könnte sein, dass im Zeitbereich der Einfluss der hydrodynamischen Kopplung besser 'gemischt' wird. Die Überlagerung der Elementarkomponenten im Zeitbereich könnte zu einer Abschwächung der Effekte der hydrodynamischen Kopplung führen.



	Ohne hydrodynamische Kopplung				
	Zeitbereich			Frequenzbereich	
	Signifikante Doppelampl. [m]	Maximale Doppelampl. [m]	Zero-upcr. Periode [s]	Signifikante Doppelampl. [m]	Zero-upcr. Periode [s]
Tauchen Kran	0.056	0.099	8.16	0.075	8.50
Stampfen Kran	0.079	0.13	10.6	0.10	8.59
Tauchen Barge	1.28	2.45	6.73	1.266	7.18
Relativbewegung	1.29	2.34	6.76	1.335	7.13
	Mit hydrodynamischer Kopplung				
Tauchen Kran	0.056	0.098	8.19	0.075	8.49
Stampfen Kran	0.087	0.134	14.04	0.1	8.61
Tauchen Barge	0.33	0.52	7.80	0.49	8.70
Relativbewegung	0.34	0.58	8.05	0.52	8.89

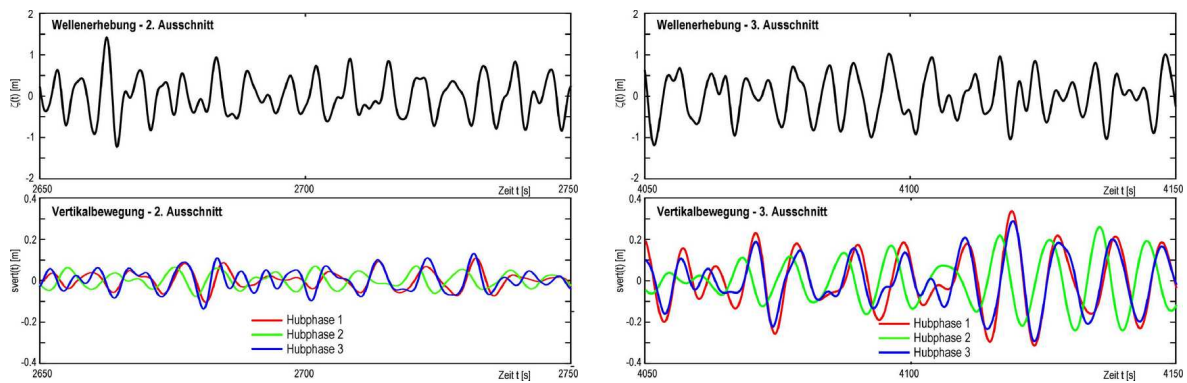
**Tab. 7.** Signifikante und maximale Doppelamplituden der Tauch- und Stampfbewegung des Kranhalbtauchers, der Tauchbewegung der Barge sowie der resultierenden Relativbewegung. Gegenüberstellung der Ergebnisse aus Zeit- und Frequenzbereich in Wellen von  $\beta = 0^\circ$  während der dritten Hubphase im zweiten irregulären Seegang ( $H_s = 2\text{m}$ ,  $T_0 = 5\text{s}$ ), die ohne und mit hydrodynamischer Kopplung berechnet wurden.

Die Tatsache, dass die Relativbewegungen mit hydrodynamischer Kopplung für einen grossen Bereich von Zero-upcrossing Perioden kleiner sind als diejenigen berechnet aus den Einzelstrukturen (Abb. 24-26), hat eine positive Auswirkung auf die Einsatzgrenzen. Bei einer gegebenen zulässigen signifikanten Relativbewegung erhöht sich die Anzahl der Seegänge, in denen gearbeitet werden kann. Gegenüber der Bestimmung der Relativbewegung ohne hydrodynamische Kopplung lässt sich somit die Ausfallzeit eines Mehrkörpersystems verringern.

### 5.3.2 Detailanalysen des Bewegungsverhaltens

Die im Vergleich zur Wellenanzahl reduzierten Bewegungszyklen bedeuten, dass die Struktur die kleineren Wellen nicht 'wahrnimmt'. Generell gilt, dass die Reaktion der Struktur nicht nur von den anlaufenden Wellenhöhen, sondern auch von den Wellenlängen innerhalb des Wellenzuges, also dem Wellenverlauf, abhängig ist. Dies machen auch Abb. 36 und 37 deutlich. Darin werden die drei in Abb. 34 grau hinterlegten Rechtecke von jeweils 100s Dauer im Detail betrachtet. Eine Dauer von 100s entspricht ungefähr der Zeit des Hubvorgangs durch das Rapid-Ballast-System. Im ersten Ausschnitt ist eine Sequenz von sehr geringen Strukturantworten enthalten, während der zweite Ausschnitt die maximalen Relativbewegungen der gesamten Registrierung enthält. Beiden Antworten liegen ähnliche Wellenhöhen zugrunde, die sich im wesentlichen innerhalb der signifikanten Wellenhöhe bewegen.

- Links in Abb. 36 ist der erste Ausschnitt von 2650-2750s gezeigt, mit verhältnismässig kleinen Relativbewegungen zwischen den Strukturen. Die maximale Doppelamplitude der Bewegungen in diesem Zeitintervall ist  $(2s_{rela,H3})_{max} = 0.23\text{m}$  (dritte Hubphase). Dies ist ein Wert, der weit unterhalb des im Frequenzbereich geschätzten Maximalwertes (0.61m für  $N=20$  Wellen, siehe Tab. 4) liegt und sogar kleiner als die signifikante Doppelamplitude ist. Die mittlere Pe-



**Abb. 36.** Ausschnitte der Registrierungen von jeweils 100s Dauer. Links: Die geringsten resultierenden Bewegungen in der gesamten Sequenz. Rechts: Die grössten resultierenden Bewegungen.

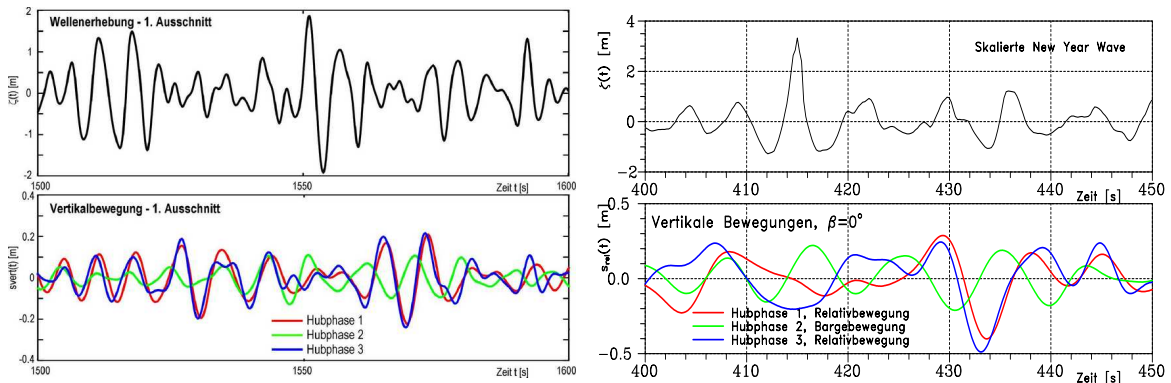
riode der Antwort ist mit 6.4s niedrig. Ziel der Operation ist es, in einem solchen Moment den Vorgang des Lastabhebens zu starten.

- Die rechte Seite in Abb. 36 (von 4050-4150s) illustriert das Bewegungsverhalten bei einem ungünstig gewählten Startpunkt der Huboperation. Doppelamplituden bis zu 0.58m sind die Folge. Dieser Wert ist allerdings immer noch kleiner als der im Frequenzbereich geschätzte Wert. Während dieser Sequenz ist eine hohe mittlere Periode der Strukturantwort von 8.2s zu beobachten.

Die zwei Bereiche illustrieren deutlich, wie unterschiedlich das Bewegungsverhalten ist. Obwohl sich die Höhen der Wellenzüge in Abb. 36 wenig unterscheiden, ist die Wirkung der rechts dargestellten Sequenz erheblich grösser, da die hier dominierenden niederfrequenten Komponenten grössere Relativbewegungen induzieren. Bezogen auf die relativ kleine Wellenhöhe von  $H = 2\text{m}$ , ergibt sich während der dritten Hubphase eine grosse Relativbewegung von 0.58m. Wäre in dieser Sequenz die höchste Welle von  $H_{\max} = 3.78\text{m}$  enthalten, so müsste man mit einer Maximalbewegung von 1.1m rechnen - ein Wert, der um 15% über dem statistisch ermittelten Maximalwert von 0.96m liegt (aus der signifikanten Doppelamplitude für die dritte Hubphase (Tab. 3) und 562 Bewegungszyklen in 1000 Wellen ermittelt).

Welche Wirkung hohe Wellen auf das Mehrkörpersystem haben, ist in Abb. 37 dargestellt:

- Auf der linken Seite wird die dritte Sequenz (1500-1600s) aus Abb. 34 untersucht. Sie enthält die höchste Welle  $H_{\max} = 3.78\text{m}$ . Mit einer maximalen Relativbewegung von 0.44m ist die Antwort unspektakulär. Die mittlere Periode ist mit 7.13s etwas höherfrequent als bei der 2. Seegangsfolge (Abb. 36 - rechts). Offenbar sind einzelne hohe Wellen für das System unkritisch, wenn sie in einem höherfrequenten Wellenzug eingebettet sind.
- Dies wird auch aus Abb. 37 rechts deutlich: die hier gewählte Wellensequenz (mit gleichen Parametern wie der irreguläre Seegang) enthält eine extrem hohe Einzelwelle von  $H_{\max} = 4.5\text{m}$  (in einem Seegang von  $H_s = 2\text{m}$ , d.h. bei einem Verhältnis von  $H_{\max}/H_s = 2.25$ , werden solche Extremwellen auch 'Freak' Wellen genannt). Die hieraus folgende maximale Relativbewegung ergibt sich zu 0.73m, zweifelsohne ein hoher Wert, der jedoch immer noch niedriger als der statistisch ermittelte Spitzenwert von 0.93 ist (siehe Tab. 4).



**Abb. 37.** Links: 100s-Wellensequenz mit der maximalen Wellenhöhe (Abb. 34) der gesamten Sequenz und die daraus resultierende Vertikalbewegungen. Rechts: Resultierende Vertikalbewegungen in einer Extremwelle.

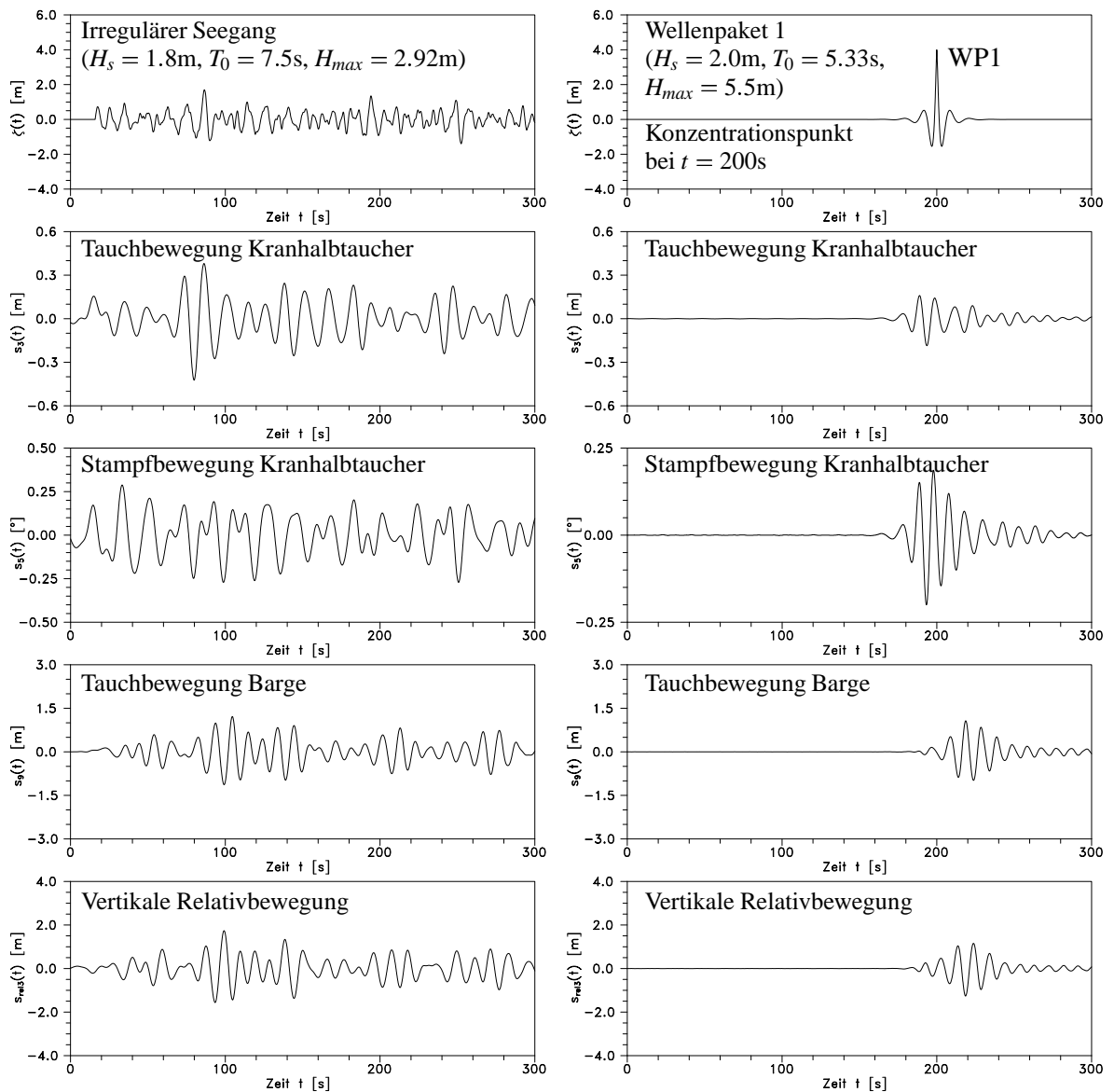
Diese Ergebnisse belegen, dass Abschätzungen im Frequenzbereich nach wie vor relevant für die Ermittlung der Einsatzgrenzen von Offshoreoperationen sind. Selbst in hohen Wellen liegen die maximalen Werte, die im Zeitbereich ermittelt werden, unter den Frequenzbereichsergebnissen. Aber sie zeigen auch eindeutig, dass nicht so sehr die Wellenhöhen entscheidend für das Bewegungsverhalten sind, sondern vor allem der Wellenverlauf. Der Einfluss, den dieser auf das Bewegungsverhalten von Strukturen hat, wird im folgenden Abschnitt am Beispiel von im irregulären Seegang enthaltenen Extremwellen untersucht.

### 5.3.3 Bewegungsverhalten in Extremwellenereignissen

Das entwickelte Verfahren ermöglicht auch Untersuchungen des Bewegungsverhaltens in Extremwellenereignissen. Als Extremwellenereignisse werden Einzelwellen definiert, deren Verhältnis von maximaler zu signifikanter Wellenhöhe grösser als zwei ist,  $H_{max}/H_s > 2.3$ . Diesen wird gegenwärtig eine erhöhte Aufmerksamkeit gewidmet, da neueste Untersuchungen ergeben haben, dass ihr Vorkommen durchaus häufiger ist, als bisher angenommen (Wolfram et al., 2000). Auch in moderaten Seegangsbedingungen können sie auftreten, und obwohl die absoluten maximalen Wellenhöhen nicht so spektakulär wie in Sturmbedingungen sind, ist ihr Auftreten umso gefährlicher, da sie bei laufenden Arbeiten auf die Strukturen treffen können.

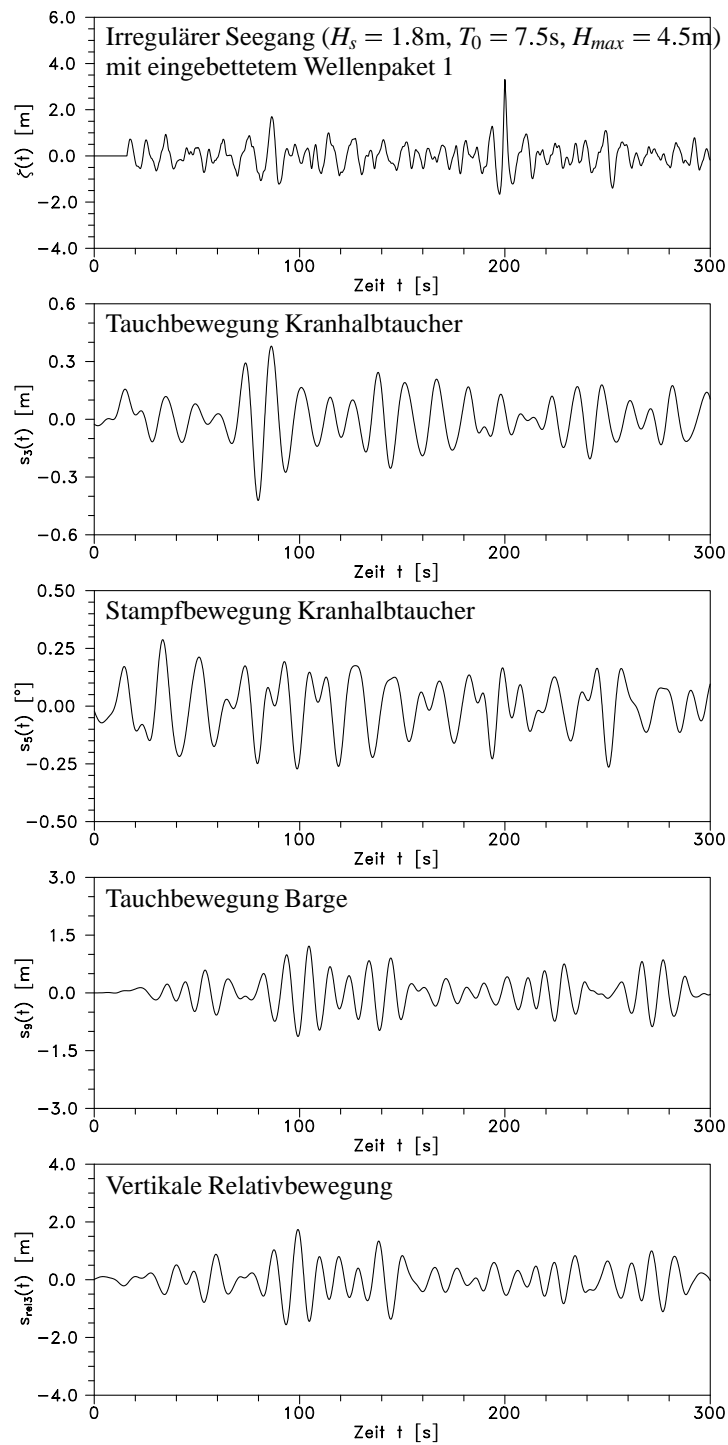
Abb. 38 links oben zeigt eine kurze Sequenz eines irregulären Seegangs mit einer Zero-upcrossing Periode von  $T_0 = 7.5s$  und einer signifikanten Wellenhöhe von  $H_s = 1.8m$ . Der Seegang dauert ca. 300s an. Die maximale Wellenhöhe liegt mit  $H_{max} = 2.92m$  etwas über dem statistischen Erwartungswert für 40 Wellen (nach Gl. (64) ergibt sich  $H_{max} = 1.46H_s = 2.63m$ ). Im Frequenzbereich muss in diesem Seegang mit  $(2s_{rel3})_s = 2.05m$  für die signifikante Doppelamplitude der vertikalen Relativbewegung gerechnet werden (für  $T_0 = 7.5s$  ist  $(2s_{rel})_s = 1.14m$ , siehe Abb. 26). Die dazugehörige Zero-upcrossing Periode der Relativbewegung ergibt sich nach Gl. (40) zu  $T_{0,rel} = 11.3s$ . Damit muss in dieser Registrierung im Frequenzbereich nach Gl. (65) mit etwa  $N_A = 27$  Bewegungszyklen gerechnet werden. Die Berechnung der maximalen Doppelamplitude der Relativbewegungen führt damit in Analogie zu Gl. (64) auf einen erwarteten Maximalwert von  $(2s_{rel3})_{max, N_A=27} = 2.87m$ .

Hauptaugenmerkmal wird auf die maximalen Werte gelegt, da die Wellensequenz an sich zu kurz ist, um eine sichere Auswertung für die signifikanten Doppelamplituden zu gewährleisten. Die in diesem kurzen natürlichen Seegang entstehenden Tauch- und Stampfbewegungen des Halbtauchers, Tauchbewegungen der Barge sowie die daraus resultierenden vertikalen Relativbewegungen sind un-



**Abb. 38.** Irregulärer Seegang, charakterisiert durch  $T_0 = 7.5\text{s}$  und  $H_s = 1.8\text{m}$  und ein Wellenpaket mit Konzentrationspunkt bei  $t = 200\text{s}$  mit einer Peakhöhe von  $H_{max,WP1} = 5.5\text{m}$  sowie die dazugehörigen Bewegungen von Kranhalbtaucher, Barge und Relativbewegungen während der dritten Hubphase.

ter der Wellensequenz abgebildet (Abb. 38 links). Die maximalen Doppelamplituden sind in Tab. 8 zusammengefasst. Die maximale Relativbewegung im irregulären Seegang ist mit  $3.18\text{m}$  um ca. 11% grösser als der für  $N_A = 27$  Bewegungszyklen erwartete Maximalwert im Frequenzbereich. Diese Höhe wird nach Gl. (57) mit einer Wahrscheinlichkeit von nur 19% überschritten. Wertet man trotz der wenigen Bewegungszyklen die Registrierung der Relativbewegung in Abb. 38 aus, erhält man eine signifikante Doppelamplitude von etwa  $(2s_{rel3})_s \approx 2$ . Vergleicht man die Verhältnisse von maximaler und signifikanter Doppelamplitude des Wellenzuges und der Antwort im Zeitbereich, ergeben sich



**Abb. 39.** Irregulärer Seegang mit eingebetteten Wellenpaket 1 ( $H_{max} = 4.5\text{m}$ ) und resultierende Tauch- und Stampfbewegungen des Halbtauchers, Tauchbewegung der Barge sowie die vertikale Relativbewegung während der dritten Hubphase.

Maximalwerte der Strukturbewegungen						
		Irregulärer Seegang	Wellenpaket 1	Wellenpaket 2	WP 1 eingebettet im natürl. Seegang	WP 2 eingebettet im natürl. Seegang
$(2s_3)_{max}$	[m]	0.716m	0.346	0.346	0.714	1.013
$(2s_5)_{max}$	[°]	0.504	0.35	0.35	0.536	0.744
$(2s_9)_{max}$	[m]	2.18	2.05	2.05	2.182	4.16
$(2s_{rel3})_{max}$	[m]	3.18	2.31	2.31	3.18	5.37

**Tab. 8.** Maximale Doppelamplituden der Tauch- und Stampfbewegung des Kranhalbtauchers, Tauchbewegung der Barge sowie der resultierenden vertikalen Relativbewegung während der dritten Hubphase in verschiedenen Wellensequenzen.

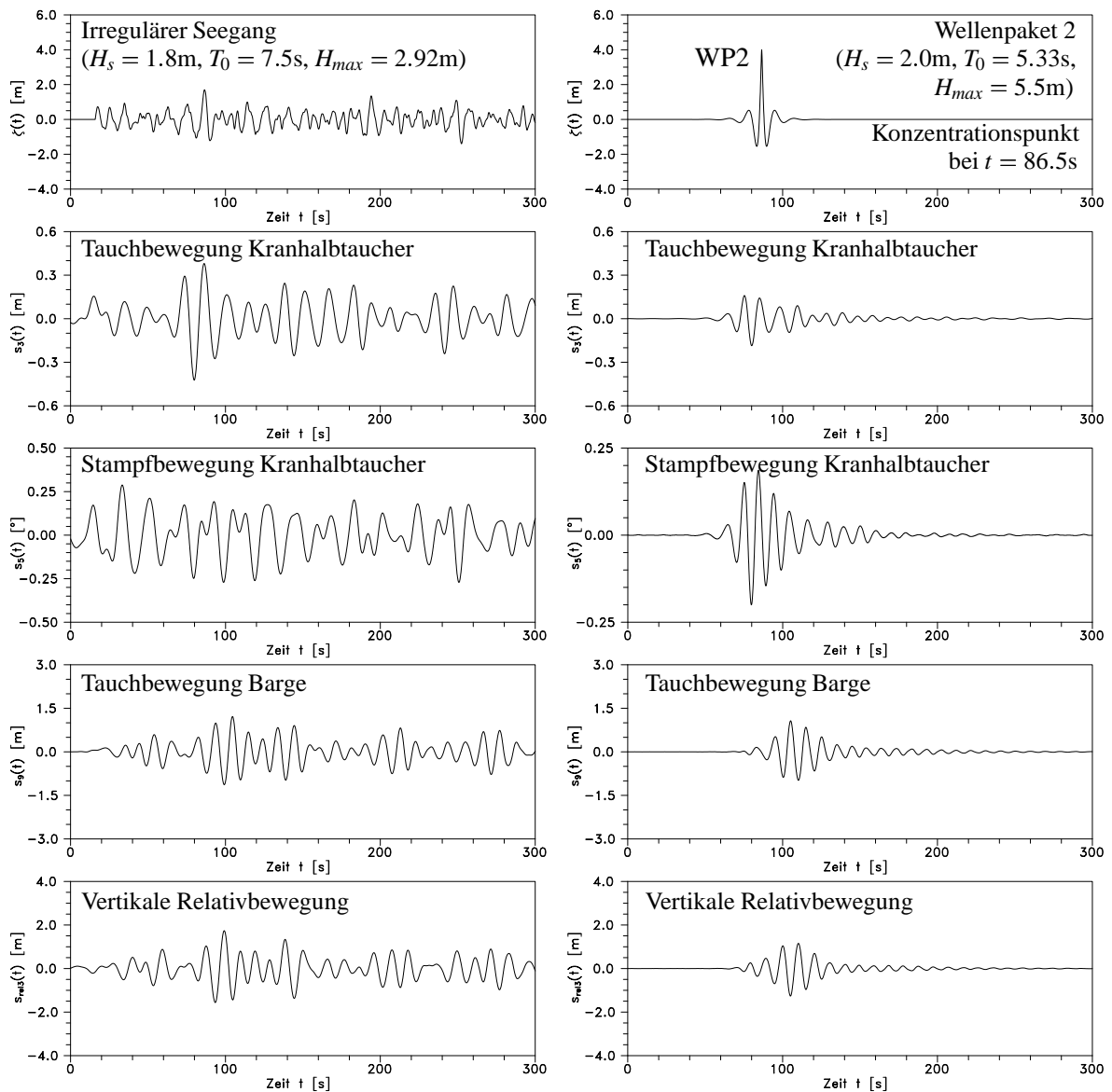
Werte, die sich nur unwesentlich voneinander unterscheiden:

$$\frac{H_{max}}{H_s} = \frac{2.92}{1.8} = 1.62 \quad \frac{(2s_{rel3})_{max}}{(2s_{rel3})_s} = \frac{3.18}{2.0} = 1.59$$

In Abb. 38 rechts oben ist ein Wellenpaket mit Konzentrationspunkt bei  $t = 200s$  abgebildet. Es ist aus einem Pierson-Moskowitz Spektrum mit  $H_s = 2m$  und  $T_0 = 5.33s$  berechnet worden (Wellenpaket 1). Der Peak zeichnet sich durch eine Höhe von  $H_{max,WP1} = 5.5m$  aus. Die maximalen Doppelamplituden, die sich in diesem Wellenpaket einstellen, sind in Tab. 8 unter der Spalte Wellenpaket 1 zusammengefasst. In einem natürlichen Seegang mit den charakteristischen Grössen des Wellenpaketes erwartet man eine signifikante Doppelamplitude der Relativbewegung von  $(2s_{rel3})_s = 0.75m$ . Anhand der Anzahl Wellen lässt sich im Wellenpaket aufgrund des transienten Charakters keine maximale Doppelamplitude der Relativbewegung ermitteln. Verwendet man stattdessen den Verhältniswert der Welle,  $H_{max}/H_s = 5.5/2.0 = 2.75$ , so ergibt sich die maximale Doppelamplitude zu  $(2s_{rel3})_{max} = 2.06m$ . Sie ist um 12% kleiner als die im Zeitbereich simulierte ( $(2s_{rel3})_{max} = 2.31m$ ).

Es stellt sich die Frage, welche Bewegungen eine solche hohe Welle im natürlichen Seegang bewirken würde. Deshalb ist dieses Wellenpaket dem irregulären Seegang überlagert worden. Diese neue Wellensequenz, die nun eine einzelne hohe Welle von  $H_{max} = 4.5m$  enthält ( $H_{max}/H_s = 2.5$ ), ist in Abb. 39 in Verbindung mit den zugehörigen Bewegungen dargestellt. Diese ändern sich bis auf den Bereich um das Wellenpaket herum nicht. Im Vergleich zum ursprünglichen natürlichen Seegang werden die Bewegungen in diesem Bereich sogar geringer. Etwa 40s, nachdem die Peakwelle die Struktur passiert hat, nimmt das Bewegungsverhalten wieder den Verlauf an, der sich ohne Wellenpaket einstellt. Die Maximalwerte treten nicht etwa in Verbindung mit der Peakwelle auf, sondern in einem Bereich um  $t \approx 80 - 100s$ . Dieses Ergebnis entspricht demjenigen des irregulären Seegangs ohne Extremwelle (Tab. 8). Würde hier das Verhältnis von maximaler zu signifikanter Wellenhöhe verwendet, um eine maximale Doppelamplitude der Relativbewegung auf Basis der signifikanten Doppelamplitude aus dem Frequenzbereich zu bestimmen, ergäbe sich ein Wert von 4.4m. Dieser liegt nun weit über dem simulierten Maximalwert.

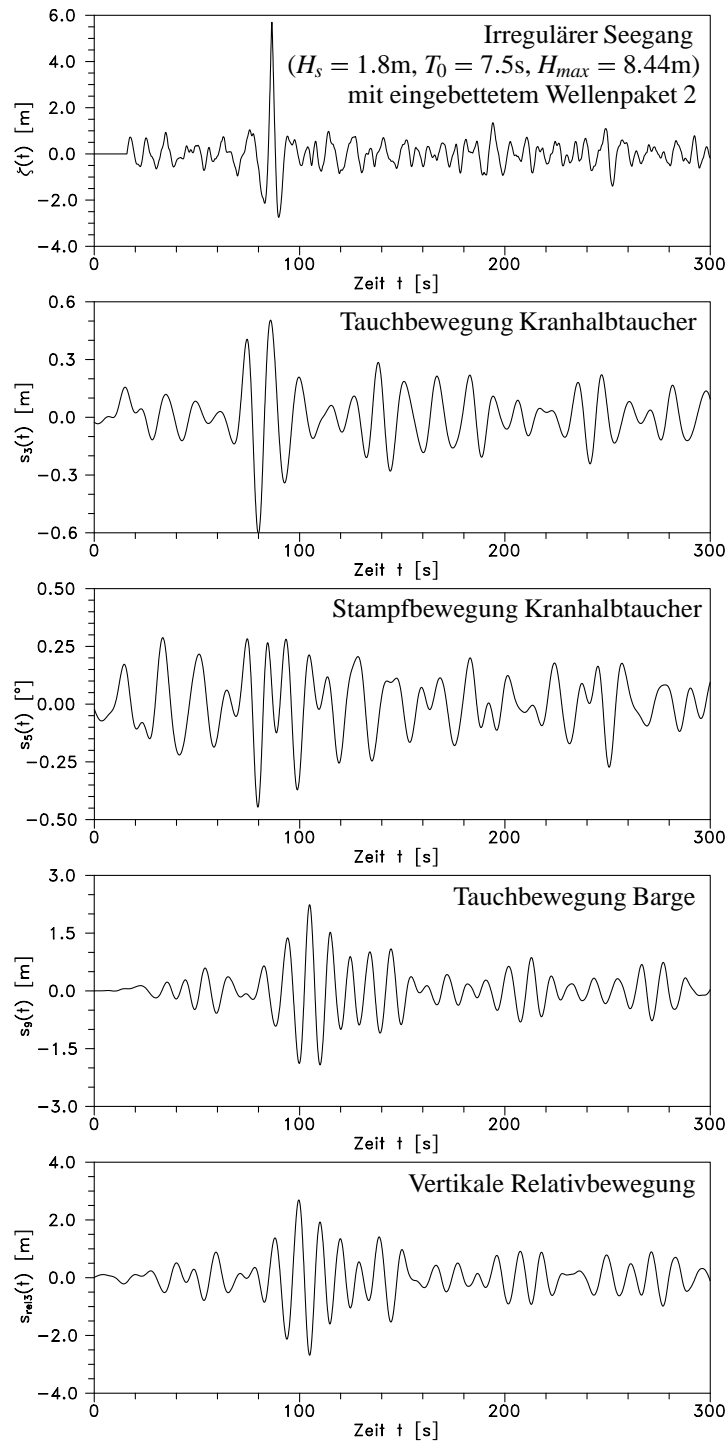
Um zu prüfen, welche Bewegungen die Peakwelle an der offensichtlich kritischen Wellensequenz bei  $t = 86.5s$  nach sich zieht, wurde das Wellenpaket an diese Stelle verschoben (Wellenpaket 2). Abb. 40 links zeigt den irregulären Seegang ohne Wellenpaket sowie rechts das zweite Wellenpaket. Die Bewegungen in diesem Wellenpaket entsprechen erwartungsgemäss den Bewegungen in Wellenpaket 1 (siehe Tab. 8), abgesehen davon, dass sie zu einem früheren Zeitpunkt auftreten. Wird dieses Wellenpaket wieder dem irregulären Seegang überlagert, entsteht der in Abb. 41 abgebildete Seegang, mit



**Abb. 40.** Irregulärer Seegang, charakterisiert durch  $T_0 = 7.5s$  und  $H_s = 1.8m$  und ein Wellenpaket mit Konzentrationspunkt bei  $t = 86.5s$  (Wellenpaket 2) mit einer Peakhöhe von  $H_{max,WP2} = 5.5m$  sowie die dazugehörigen Bewegungen von Kranhalbtaucher, Barge und Relativbewegungen während der dritten Hubphase.

einer Peakhöhe, die nun  $H_{max} = 8.44m$  beträgt (diese ausserordentlich hohe und auch unrealistische Welle kommt dadurch zustande, dass sich bei  $t = 86.5s$  ein Wellenberg befindet, dem sich die Peakwelle überlagert). Die maximalen Bewegungen des Halbtauchers und der Barge sind höher als zuvor, aber bei weitem nicht so gross, wie die Höhe der Peakwelle erwarten liesse.

Betrachtet man das Verhältnis von maximaler Doppelamplitude zu ursächlicher maximaler Wellenhöhe (beim irregulären Seegang mit eingebettetem Wellenpaket 1 ist nicht die Peakwelle für die Maximalwerte verantwortlich), ergeben sich die in Tab. 9 aufgeführten Werte. Definitiv am kritisch-



**Abb. 41.** Irregulärer Seegang mit eingebetteten Wellenpaket 2 ( $H_{max} = 8.44\text{m}$ ) und resultierende Tauch- und Stampfbewegungen des Halbtauchers, Tauchbewegung der Barge sowie die vertikale Relativbewegung während der dritten Hubphase.



Maximalwertverhältnis Welle/Relativbewegung (Wellenpakete 1 und 2)						
		Irregulärer Seegang	Wellenpaket 1	Wellenpaket 2	WP 1 eingebettet im natürl. Seegang	WP 2 eingebettet im natürl. Seegang
$(2s_{rel3})_{max}$	[m]	3.18	2.31	2.31	3.18	5.37
$H_{max}$	[m]	2.92	5.5	5.5	2.92 (4.5)	8.44
$\frac{(2s_{rel3})_{max}}{H_{max}}$	[-]	1.09	0.42	0.42	1.09	0.64

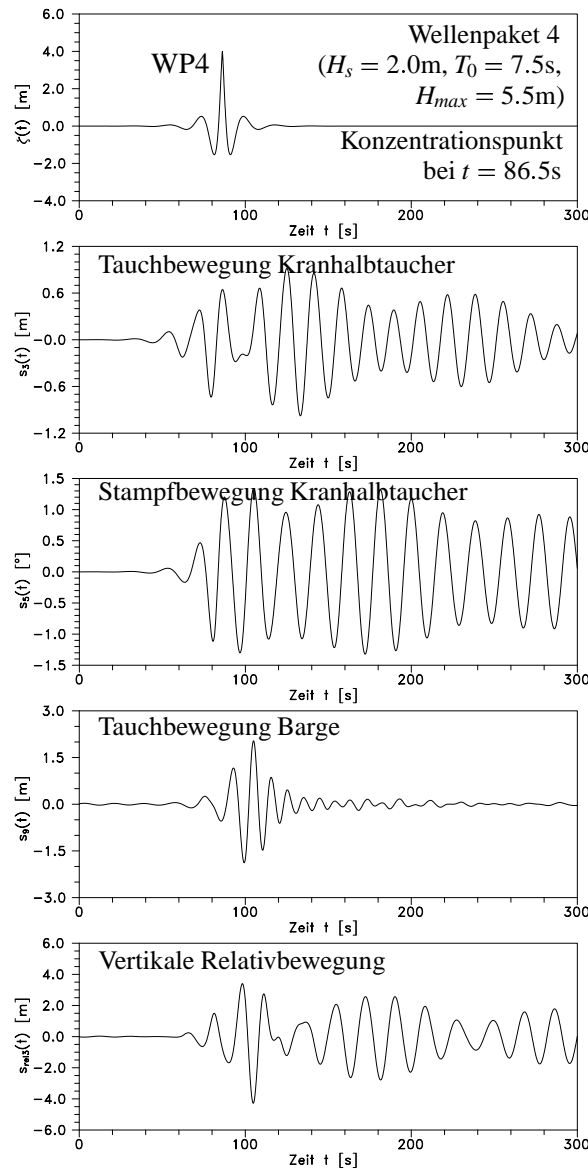
**Tab. 9.** Verhältnis von maximaler Doppelamplitude der Relativbewegung zu verursachender maximaler Wellenhöhe im natürlichen Seegang, in den Wellenpaketen 1 und 2 sowie den im natürlichen Seegang eingebetteten Wellenpaketen.

Maximalwertverhältnis Welle/Relativbewegung (Wellenpakete 3 und 4)						
		Irregulärer Seegang	Wellenpaket 3	Wellenpaket 4	WP 3 eingebettet im natürl. Seegang	WP 4 eingebettet im natürl. Seegang
$(2s_{rel3})_{max}$	[m]	3.18	7.68	7.68	6.13	10.84
$H_{max}$	[m]	2.92	5.54	5.54	4.81	8.34
$\frac{(2s_{rel3})_{max}}{H_{max}}$	[-]	1.09	1.39	1.39	1.27	1.30

**Tab. 10.** Verhältnis von maximaler Doppelamplitude der Relativbewegung zu verursachender maximaler Wellenhöhe im natürlichen Seegang, in den Wellenpaketen 3 und 4 sowie den im natürlichen Seegang eingebetteten Wellenpaketen.

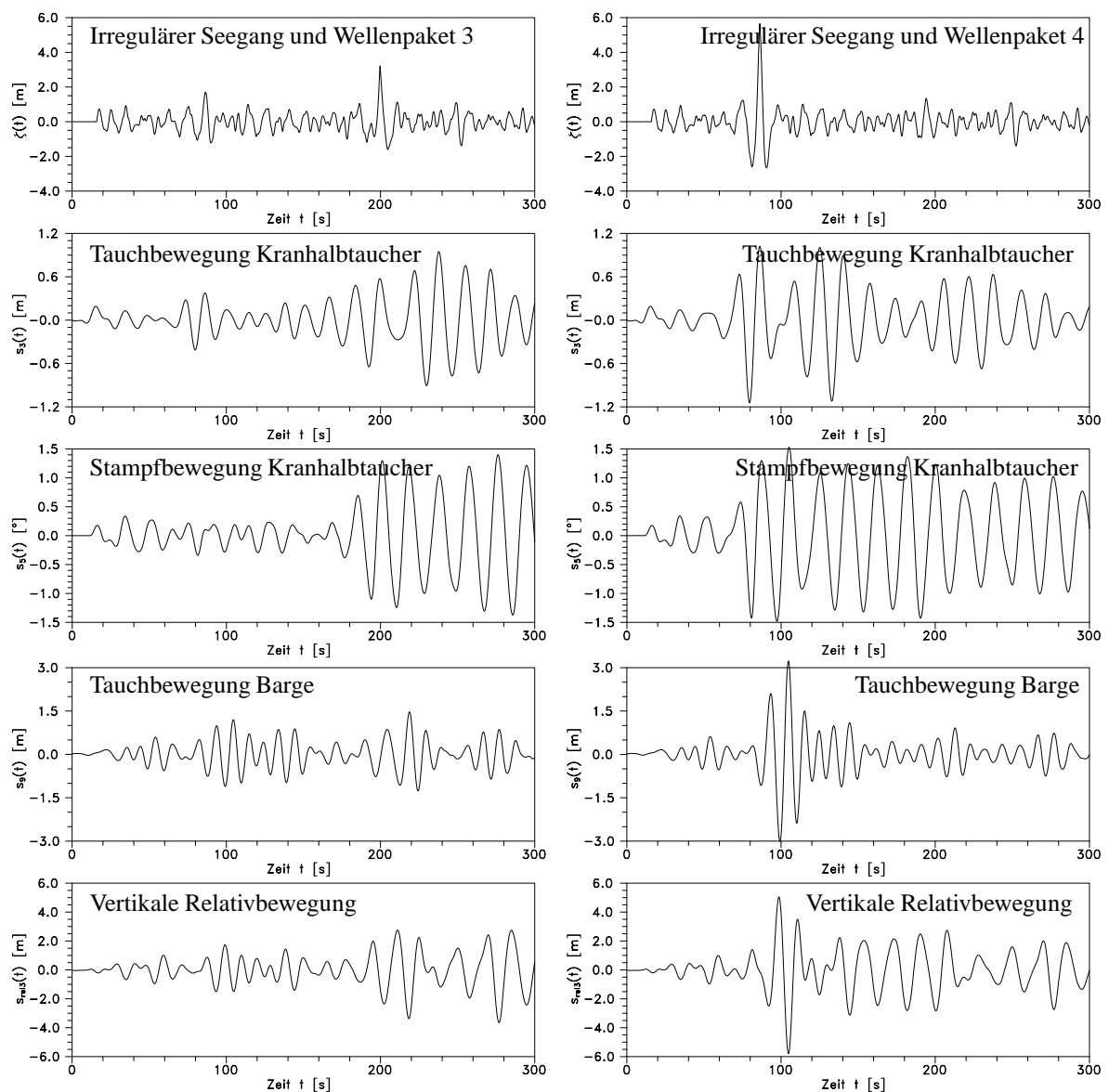
sten ist der Wellenverlauf zwischen  $t=70-90s$ . Dieser ruft Reaktionen in Höhe der erregenden Welle hervor. Mit den niedrigen Verhältniswerten hat das Wellenpaket offensichtlich keine grosse Wirkung auf das Mehrkörpersystem, auch nicht eingebettet im Seegang. Selbst im kritischen Bereich ergibt sich in der riesigen Welle zwar ein hoher Wert für die Relativbewegung von 5.37m, bezogen auf die Wellenhöhe sind die Relationen aber keineswegs dramatisch. Die auf die Wellenhöhe bezogene maximale Relativbewegung ist kleiner als der Wert ohne Extremwelle. Wie schon an der Stelle  $t = 200s$  scheint das Wellenpaket die Wirkung der Wellen abzumildern. Dieses Wellenpaket ist offensichtlich von seinem Verlauf her ungefährlich für das Mehrkörpersystem.

Deshalb wird ein weiteres Wellenpaket aus einem Pierson-Moskowitz Spektrum mit  $H_s = 2m$  und  $T_0 = 7.5s$  erzeugt. Bis auf die etwas höhere signifikante Wellenhöhe entspricht dies den Grössen des irregulären Seegangs. Der Konzentrationspunkt liegt wieder an den beiden Stellen  $t = 200s$  (Wellenpaket 3) und  $t = 86.5s$  (Wellenpaket 4). In Abb. 42 ist das Wellenpaket bei  $t = 86.5s$  sowie die induzierten Bewegungen zu sehen. Auf eine Darstellung dieses Wellenpaketes an der Stelle  $t = 200s$  ist verzichtet worden, da die gleichen Bewegungen hervorgerufen werden. Deutlich ist zu erkennen, dass die Bewegungen des Halbtäuchers nun durch Resonanzerscheinungen geprägt sind. Diese werden durch die hohen Perioden von bis zu  $T = 15.4s$  um den Konzentrationspunkt herum verursacht. Sie klingen nur sehr schwach gedämpft ab. Die maximale Tauchbewegung der Barge erhöht sich auf  $(2s_9)_{max} = 3.5m$  (im Gegensatz zu  $(2s_9)_{max} = 2.0m$  in Wellenpaket 2 mit gleicher maximaler Wellenhöhe). Die Bewegungen folgen der Welle, es sind keinerlei Resonanzphänomene bei der Barge zu bemerken. Die beiden Wellenpakete werden wieder dem irregulären Seegang überlagert. Die maximalen Wellenhöhen sind nun  $H_{max} = 4.8m$  (WP 3) sowie  $H_{max} = 8.4m$  (WP 4). Abb. 43 zeigt die entstandenen Wellensequenzen mit den dazugehörigen Bewegungen. Die Bewegungen des Kranhalbtäuchers entsprechen bis kurz vor dem Eintreffen des Wellenpakets erwartungsgemäss den Bewegungen im ursprünglichen irregulären Seegang ohne Extremwelle. Die Änderungen des Be-



**Abb. 42.** Wellenpaket mit Konzentrationspunkt bei  $t = 86.5s$  (Wellenpaket 4) mit einer Peakhöhe von  $H_{max,WP4} = 5.5m$ , entstanden aus einem Pierson-Moskowitz Spektrum mit  $H_s = 2m$  und  $T_0 = 7.5s$  sowie die in diesem Wellenpaket entstehenden Bewegungen des Kranhalbtauchers, der Barge und der dazugehörigen Relativbewegungen während der dritten Hubphase.

wegungsverlaufes werden etwas früher induziert, da dieses Wellenpaket einen grösseren Bereich des Wellenverlaufs beeinflusst als das 'kleinere' Wellenpaket. Die durch das Wellenpaket erregten Resonanzschwingungen sind nur schwach gedämpft und ziehen sich über den Rest der Registrierung hin. Die Tauchbewegung der Barge spiegelt die hohe Peakwelle wider. Sie geht aber schon nach wenigen Schwingungen wieder in den ursprünglichen Bewegungsablauf über. In diesem Wellenpaket werden nun die maximalen Bewegungen der beiden Strukturen und damit auch die maximale Relativbewegung von den höchsten Wellen verursacht. Ein Blick auf die Verhältnisswerte in Tab. 10 zeigt, dass alle Werte über Eins liegen. Für die Wellenpakete sowie den natürlichen Seegängen mit eingebetteter



**Abb. 43.** Irregulärer Seegang mit eingebetteten Wellenpaketen 3 und 4 mit den entstehenden Tauch- und Stampfbewegungen des Halbtäuchers, Tauchbewegungen der Barge sowie die resultierende vertikale Relativbewegung während der dritten Hubphase.

Peakwelle liegen die Verhältnisswerte sogar deutlich darüber. Das bedeutet, dass die Relativbewegungen in diesen Wellensequenzen grösser als die verursachende Welle sind.

Das Ziel dieser Zeitbereichssimulationen in Extremwellenereignissen ist unter anderem die Klärung der Frage, mit welchen maximalen Bewegungen während einer gegebenen Dauer (z.B. die Zeit des Abhebevorganges der Last) zu rechnen ist. Hierzu sind in Tab. 11 für die einzelnen Wellensequenzen die relevanten Ergebnisse zusammengestellt. Als Ausgangsbasis der Überlegungen dient die signifikante Doppelamplitude der Relativbewegung, die im natürlichen Seegang mit den charakteristischen Grössen der jeweiligen Wellensequenz im Frequenzbereich ermittelt wird. Es wird angenommen,

Vergleich der Maximalwerte aus Frequenz- und Zeitbereich						
		Frequenz- bereich $(2s_{rel3})_s$ [m]	Maximalwert für			Zeit- bereich $(2s_{rel3})_{max}$ [m]
			$N_A = 27$	$N_A = 664$	$H_{max}/H_s$	
			$(2s_{rel3})_{max}$ [m]	$(2s_{rel3})_{max}$ [m]	$(2s_{rel3})_{max}$ [m]	
Natürl. Seegang	$H_s = 1.8\text{m}$ $T_0 = 7.5\text{s}$ $H_{max} = 2.9\text{m}$	2.05	2.87	3.85	<b>3.32</b>	<b>3.18</b> (Abb. 38/40)
WP 1 + 2	$H_s = 2.0\text{m}$ $T_0 = 5.3\text{s}$ $H_{max} = 5.5\text{m}$	0.75	1.05	1.41	2.05	2.31 (Abb. 38/40)
WP 3 + 4	$H_s = 2.0\text{m}$ $T_0 = 7.5\text{s}$ $H_{max} = 5.5\text{m}$	2.28	3.19	4.29	6.27	7.68 (Abb. 42)
Natürl. Seegang mit WP 1	$H_s = 1.8\text{m}$ $T_0 = 7.5\text{s}$ $H_{max} = 4.5\text{m}$	2.05	2.87	3.85	<b>5.13</b>	<b>3.18</b> (Abb. 39)
Natürl. Seegang mit WP 2	$H_s = 1.8\text{m}$ $T_0 = 7.5\text{s}$ $H_{max} = 8.4\text{m}$	2.05	2.87	3.85	9.57	5.37 (Abb. 41)
Natürl. Seegang mit WP 3	$H_s = 1.8\text{m}$ $T_0 = 7.5\text{s}$ $H_{max} = 4.8\text{m}$	2.05	2.87	3.85	<b>5.47</b>	<b>6.13</b> (Abb. 43)
Natürl. Seegang mit WP 4	$H_s = 1.8\text{m}$ $T_0 = 7.5\text{s}$ $H_{max} = 8.3\text{m}$	2.05	2.87	3.85	9.43	10.84 (Abb. 43)

**Tab. 11.** Gegenüberstellung der im Frequenzbereich für  $N_A = 27$  ( $N_w = 40$ ),  $N_A = 664$  ( $N_w = 1000$ ) sowie aus dem Verhältnis der maximalen zu signifikanten Wellenhöhe berechneten Maximalwerten mit der im Zeitbereich ermittelten maximalen Doppelamplitude der Relativbewegung.

dass die eingebetteten Wellenpakete die Definitionsgrößen des natürlichen Seeganges nicht verändern. Die maximalen Doppelamplituden sind nach Gl. (64) für  $N_A = 27$  und  $N_A = 664$  berechnet worden. Der ersten Anzahl liegen die 40 Wellen des irregulären Seegangs zugrunde, für die zweite sind 1000 Wellen angenommen worden. Die maximalen Doppelamplituden für  $N_A = 27$  liegen durchgehend unterhalb der Werte, die aus den Simulationen in den verschiedenen Wellensequenzen ermittelt wurden (letzte Spalte in Tab. 11). Auch die maximalen Werte, die sich in  $N_A = 664$  Bewegungszyklen ergeben, liegen weitgehend darunter. Nur im irregulären Seegang ohne sowie mit an der Stelle  $t = 200\text{s}$  eingebettetem (unkritischen) Wellenpaket 1 wird im Frequenzbereich ein höherer Maximalwert in 1000 Wellen berechnet. Die dritte Möglichkeit zur Berechnung der maximalen Doppelamplitude besteht durch Multiplikation der signifikanten Doppelamplitude mit dem Verhältnis von maximaler zu signifikanter Wellenhöhe der jeweiligen Wellensequenz  $(2s_{rel3})_s \cdot (H_{max}/H_s)$ . Die resultierenden maximalen Doppelamplituden nähern die Ergebnisse aus den Simulationen am besten an. Zu beachten ist dabei, dass die für praktische Anwendungen relevanten Wellensequenzen sich auf den natürlichen Seegang ohne Extremwelle sowie die mit den eingebetteten Wellenpaketen 1 und 3

mit den realistischen Wellenhöhen beschränken (hervorgehobene Werte). Der Wert, der sich im natürlichen Seegang mit dem Wellenpaket 1 ergibt, ist viel zu hoch geschätzt. Hierbei muss man sich aber daran erinnern, dass nicht die maximale Welle die maximale Bewegung verursacht. Verwendet man zur Berechnung der maximalen Doppelamplitude die ursächliche Wellenhöhe 2.92, ergibt sich  $(2_{rel3})_{max} = 3.32$ . Dieser Wert liegt viel dichter am Maximalwert der Zeitbereichsanalyse.

Aus dem Vergleich dieser unterschiedlich ermittelten maximalen Doppelamplituden kann folgende Erkenntnis gezogen werden:

- Wird aus wirtschaftlichen Gründen die erwartete Anzahl Wellen aus der Dauer einer geplanten Operation bestimmt, sollte an Bord eine Einrichtung zur Erfassung des Wellenfeldes installiert sein (z.B. ein Radar). Durch Beobachtung von Verlauf und Höhe der ankommenden Wellen und mit Kenntnis des Systemverhaltens kann der optimale Startzeitpunkt für den Abhebevorgang mit einem Minimum an Risiko bestimmt werden.
- Wenn keine Möglichkeit zur Erfassung des Wellenfeldes vorhanden ist, sollte die maximale Doppelamplitude aus Sicherheitsgründen mit deutlich mehr Wellen als es der Dauer der Operation entspricht, berechnet werden, unter Umständen auch mehr als die üblichen 1000 Wellen.
- Eine abschliessende Bemerkung zum gewählten Seegang: Er kommt sicherlich für Huboperation nicht in Frage. Zum einen wird daraus aber deutlich, dass für Seegänge mit höheren Zero-upcrossing Perioden die Zeitbereichsanalyse grössere Werte als die Frequenzbereichsanalyse liefert. Und zum anderen ist auch hier erkennbar, dass das System viel empfindlicher auf den Verlauf denn auf die Wellenhöhe reagiert. Davon abgesehen kann besonders am Verhalten des Halbtauchers abgelesen werden, dass eine Anregung durch resonanzhaltige Komponenten unter allen Umständen vermieden werden muss.

#### 5.4 Zusammenhang von Wellen- und Bewegungsverlauf

Die bisherigen Ergebnisse zeigen, dass der Verlauf der erregenden Welle entscheidend für das Bewegungsverhalten ist. Die Wellenhöhen vergrössern oder verringern den Einfluss des Verlaufs. Um einen Zusammenhang zwischen Welle und Bewegungsverhalten zu finden, werden im Folgenden Perioden- und Höhenverlauf der erregenden Wellensequenzen mit denen der resultierenden Strukturantwort verglichen. Zum Verständnis der Darstellung sind Perioden- und Höhenverlauf der Welle in Abb. 44 für einige wenige Schwingungen dargestellt. Die lokalen Zero-upcrossing Perioden  $T_i$  der einzelnen Schwingungen im Wellenverlauf (oben) werden im unteren Diagramm bei  $t_i + T_i/2$  auf der Zeitachse abgetragen. Die Verbindung dieser Punkte ergibt den Periodenverlauf. Den Höhenverlauf erhält man durch die zu den gleichen Zeitpunkten aufgetragenen Wellenhöhen. In analoger Weise werden Perioden und Doppelamplituden der Strukturantworten dargestellt. Die Gegenüberstellung der Verläufe von Welle und Antwort erlaubt einen Einblick in die lokalen Verhältnisse und es kann ein Zusammenhang zwischen Ursache und Wirkung hergestellt werden.

In Abb. 45 ist für einen Zeitabschnitt von 1500-2000s Perioden- und Höhenverlauf der Welle und der Strukturantwort im natürlichen Seegang mit  $H_s = 2\text{m}$  und  $T_0 = 5\text{s}$  wiedergegeben. Bei dieser Auftragung ist zu beachten, dass die Doppelamplituden der Antworten mit einem Vergrösserungsfaktor von 25 verzerrt sind. Aus dieser Darstellung wird auch optisch deutlich, dass die Zero-upcrossing Periode der Antwort grösser als die der Welle ist. Einen eindeutigen Zusammenhang zwischen dem Verlauf der Zero-upcrossing Perioden der Welle und der Antworten ist schwierig zu erkennen. Generell

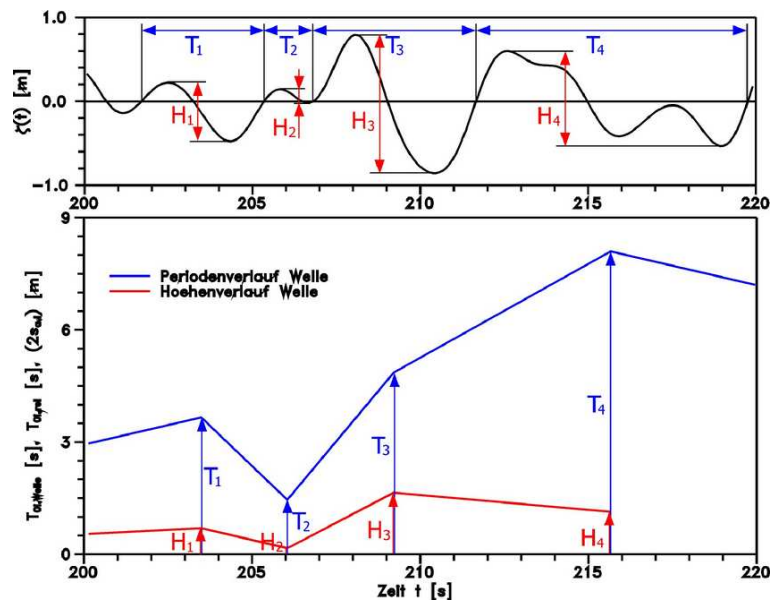
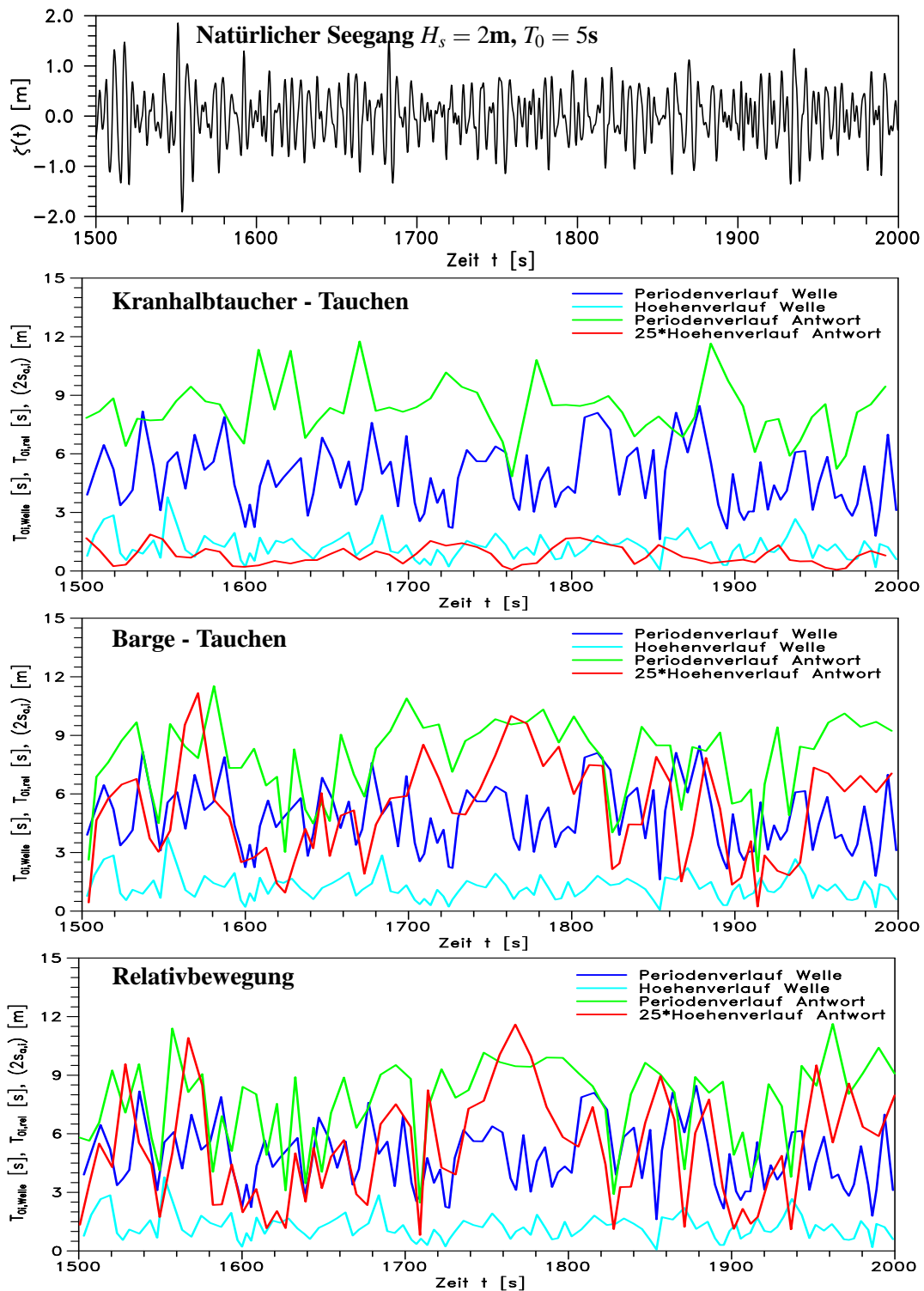


Abb. 44. Graphische Darstellung von Perioden- und Höhenverlauf in einer Welle.

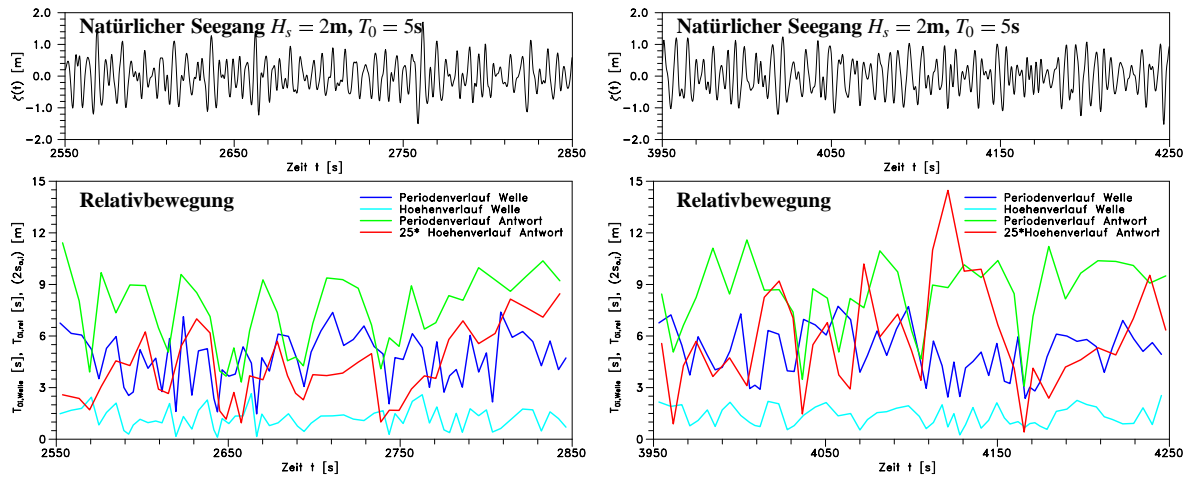
zu beobachten sind länger anhaltende, erhöhte Antwortperioden auf zwei oder mehr aufeinanderfolgende hohe Wellenperioden. Sind die hohen Wellenperioden zusätzlich mit grösseren Wellenhöhen verbunden, steigen die Antwortperioden an und bleiben während einiger Schwingungen auf diesem Niveau. Einzelne kurze Wellen zwischen längeren Wellen scheinen keine starke Wirkung auf das Niveau der Antwortperioden zu haben. Umgekehrt bewirkt aber eine einzelne längere Welle zwischen einer Folge von kurzen Wellen einen Anstieg der Antwortperiode. Folgt dieser langen Welle aber nicht sogleich mindestens eine weitere lange Welle, reduziert sich die Antwortperiode wieder. Der Höhenverlauf der Antworten ist deutlicher mit dem Verlauf der Antwortperioden gekoppelt. Hohe Antwortperioden induzieren hohe Doppelamplituden. Folgen mehrere hohe Perioden aufeinander, ergibt sich auch eine Folge von hohen Doppelamplituden. Der Verlauf der Doppelamplituden stellt sich jedoch abgeschwächer dar.

Wenden wir uns jetzt noch einmal den in Abb. 36 gezeigten Ausschnitten in diesem natürlichen Seegang mit den geringsten und den grössten Relativbewegungen zu: Abbildung 46 zeigt die zur Welle gehörigen Verläufe der Antwortperioden und Doppelamplituden. Zu beiden Seiten sind zusätzlich 100s dazugegeben, um auch den Verlauf im Vorfeld betrachten zu können. Im linken Diagramm mit den kleinen Antworten sind im Vorfeld abwechselnd kurze und lange Wellen zu beobachten, die aber nicht sehr lang sind. Danach folgen einige kurze bis sehr kurze Wellen. Die induzierten Antwortperioden liegen teilweise über der mittleren Zero-upcrossing Periode von 8.1s, sind aber immer wieder von kurzen Schwingungszyklen durchbrochen. Die daraus resultierenden Relativbewegungen bleiben klein. Auf der rechten Seite in Abb. 46 mit den höchsten Relativbewegungen der gesamten Registrierung sind im Vorfeld zwei und mehr aufeinanderfolgende längere Wellen zu sehen. Die Antwortperioden werden höher. Vor allem folgen aber nun mehrere lange Bewegungsschwingungen aufeinander, die letztlich in den hohen Doppelamplituden resultieren.

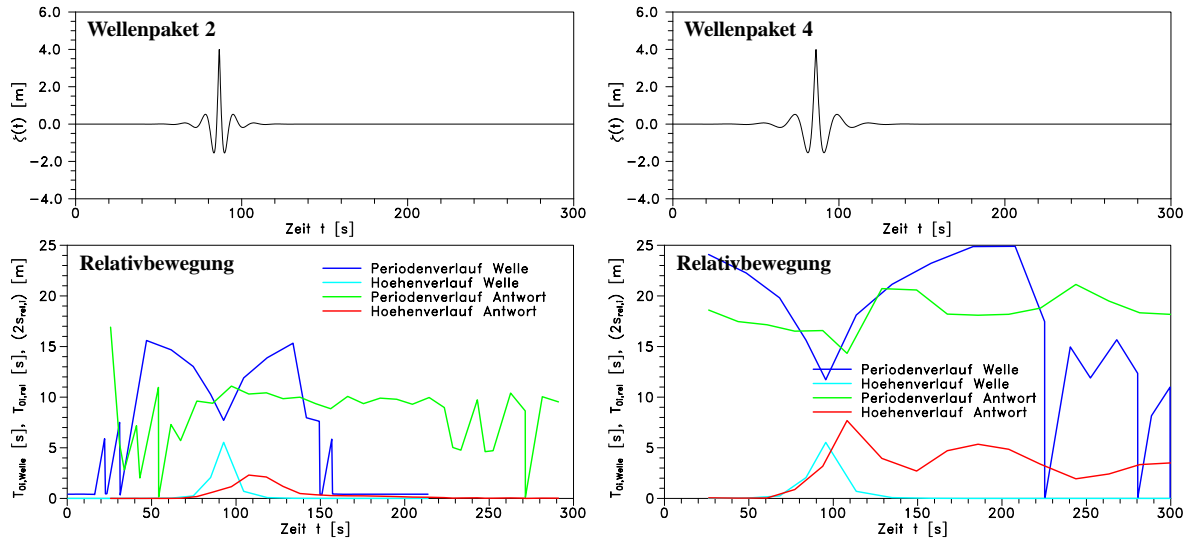
Die Periodenverläufe, die sich in den zwei verschiedenen Wellenpaketen ergeben, sind in Abb. 47 gezeigt. Der Wellenverlauf eines Wellenpaketes im Konzentrationspunkt ist gekennzeichnet durch vorweg laufende kurze Wellen, gefolgt von einer sehr langen. Danach nimmt die Zero-upcrossing Periode bis zu dem Minimum in der Peakwelle ab, um anschliessend wieder anzusteigen. Die Sym-



**Abb. 45.** Verlauf von lokaler Zero-upcrossing Periode und Höhe der Welle sowie der Antwort im zweiten natürlichen Seegang (Hubphase 3,  $\beta = 0^\circ$ ) für die Tauchbewegung des Halbtauchers, der Barge und der resultierenden Relativbewegung.



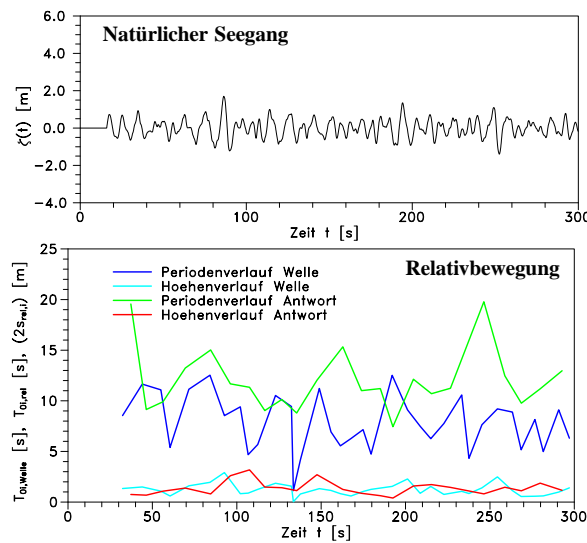
**Abb. 46.** Verlauf der lokalen Zero-upcrossing Perioden und Höhen von Welle und Relativbewegung für die Sequenzen mit den niedrigsten (links) und grössten Antworten (rechts), siehe auch Abb. 36.



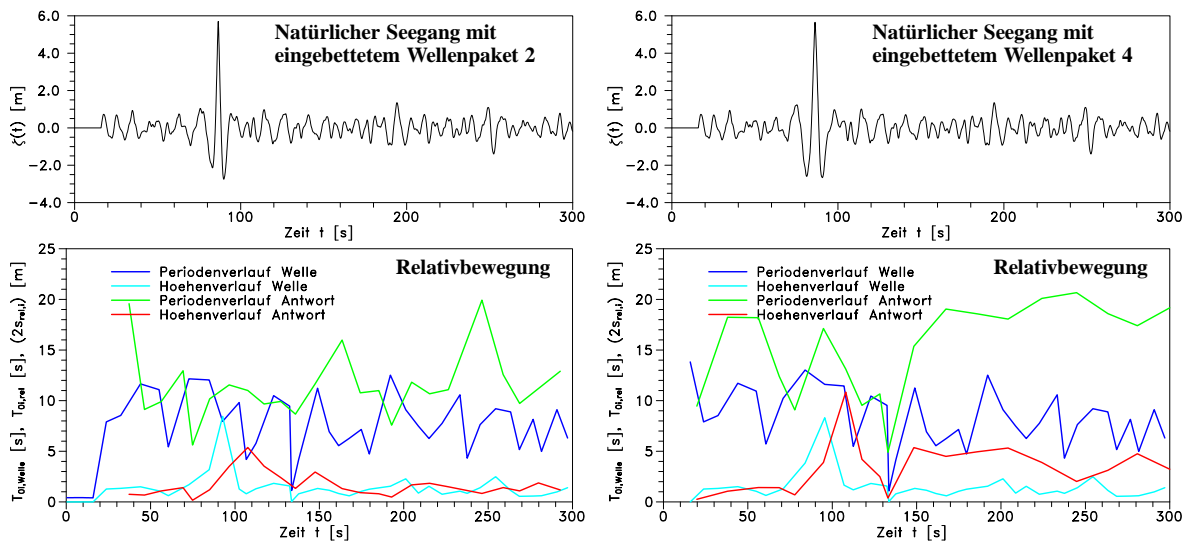
**Abb. 47.** Verlauf der lokalen Perioden und Höhen innerhalb der Wellenpakete 2 und 4 sowie der resultierenden Relativbewegungen (unvergrösserte Höhenverläufe).

metrie von Wellenpaketen ist in dem Perioden- und Höhenverlauf sehr schön zu erkennen. Die induzierten Antwortperioden steigen auf einen verhältnismässig grossen Wert an, der lange anhält. Im ersten Wellenpaket werden die hohen Antwortperioden ab  $t = 220\text{s}$  von kurzen Schwingungsdauern unterbrochen. Nicht so im zweiten Wellenpaket, hier halten die hohen Werte über den Rest der Registrierung an. Die Doppelamplituden der Relativbewegungen (hier ohne Vergrösserungsfaktor dargestellt) im ersten Wellenpaket widerspiegeln die Symmetrie. Trotz der anhaltenden hohen Antwortperioden klingen die Doppelamplituden ab, da keine Wellen folgen, die das System weiter anregen. Im zweiten, 'grossen' Wellenpaket hingegen halten die Bewegungen trotz der abgeklungenen Erregung weiter an (Abb. 47 rechts). Grund dafür sind die durch das Wellenpaket induzierten Resonanzschwingungen des Halbtauchers, die nur langsam abklingen. Die zeitliche Versetzung der





**Abb. 48.** Verlauf der lokalen Zero-upcrossing Perioden und Höhen innerhalb des irregulären Seegangs ohne Extremwelle sowie der resultierenden Relativbewegungen (Höhen sind unvergrößert).



**Abb. 49.** Verlauf der lokalen Perioden und Höhen innerhalb des irregulären Seegangs mit eingebetteten Wellenpaketen 2 und 4 sowie der resultierenden Relativbewegungen (Höhen sind unvergrößert).

Doppelamplituden gegenüber dem Wellenpaket liegt am räumlichen Abstand der Barge, die von den erregenden Wellen erst zu einem späteren Zeitpunkt erreicht wird.

Der Verlauf von Periode und Höhe der im natürlichen Seegang eingebetteten Wellenpakete ist in Abb. 49 zu sehen. Im Vergleich zum Periodenverlauf des natürlichen Seegangs ohne Wellenpaket (Abb. 48) sind zwar Änderungen zu beobachten, tatsächlich ist der Einfluss der Extremwelle aber nur im Höhenverlauf der Welle erkennbar. Verlauf von Periode und Doppelamplitude hingegen verweisen auf das enthaltene Wellenpaket. Die Wirkungen des irregulären Seegangs und des Wellenpaketes überlagern sich.

Zusammenfassend zeigen die Ergebnisse aus Frequenz- und Zeitbereich, dass die Strukturbewegungen im Mehrkörpersystem unter Berücksichtigung der hydrodynamischen Kopplung berechnet werden müssen. Je nach Welleneinfallswinkel ergibt sich im Vergleich zur Einzelstruktur ein günstigeres Bewegungsverhalten. Damit wird die Einsetzbarkeit des Mehrkörpersystems auch in Seegängen mit höheren Zero-upcrossing Perioden möglich. Für Zero-upcrossing Perioden kleiner als  $T_0 \approx 7\text{s}$  sind die im Zeitbereich ermittelten signifikanten Doppelamplituden kleiner als die aus dem Frequenzbereich. Da für Offshore-Operationen die zulässigen Seegänge aufgrund der signifikanten Doppelamplituden bestimmt werden, lässt sich auch durch deren Ermittlung im Zeitbereich die Einsetzbarkeit des Systems verbessern. Die wichtigste Erkenntnis aus den Zeitbereichsanalysen ist die Tatsache, dass die Strukturantworten viel sensibler auf den Wellenverlauf denn auf die Wellenhöhe reagieren. Mit diesem Wissen können im praktischen Einsatz bei Beobachtung der einfallenden Wellen gefährliche Situationen vermieden werden. Für die Zukunft vorstellbar ist sogar die Bestimmung der künftigen Strukturantworten durch Aufmessung des Wellenfeldes und simultanen Einbindung in eine Berechnungsroutine an Bord.

## 6 Schlussfolgerungen

In dieser Arbeit wird ein Verfahren zur Transformation von Frequenzbereichsergebnissen in den Zeitbereich vorgestellt, welches die Ermittlung von Strukturantworten in beliebigen deterministischen Wellenzügen erlaubt. Auf Basis der Fouriertransformation werden die Übertragungsfunktionen in Impulsantwortfunktionen überführt. Diese beschreiben die Antwort einer Struktur auf einen Einheitsimpuls. Die Strukturantwort in beliebigen Wellenzügen ergibt sich durch Faltung der Impulsantwortfunktion mit der Wellenregistrierung. Mit dem Programm TiMIT wird das Verfahren für Einzelstrukturen verifiziert. Das Bewegungsverhalten des Mehrkörpersystems wird in harmonischen Wellen bestimmt und die resultierenden Bewegungsamplituden mit den im Frequenzbereich berechneten Übertragungsfunktionen verglichen. Dieses Verfahren hat den Vorteil, dass Strukturantworten in beliebigen Wellenzügen schnell und effektiv aus Frequenzbereichsanalysen gewonnen werden können, ohne auf Zeitschrittverfahren angewiesen zu sein. Insbesondere können damit auch die zeitabhängigen Strukturantworten von hydrodynamisch gekoppelten Mehrkörpersystemen untersucht werden. Dies war bisher auf den Frequenzbereich beschränkt.

Das Verfahren wird am Beispiel einer Huboperation vorgestellt, an der ein Kranhalbtaucher und eine Transportbarge beteiligt sind. Es wurden drei ausgewählte Phasen der Huboperation einer 10000t schweren Last im Detail untersucht.

1. Die Barge ist unterhalb des Kranes positioniert. Während dieser Phase sind die beiden Strukturen nur hydrodynamisch gekoppelt.
2. Die Lastseile sind an der Last befestigt und auf 80% der Last vorgespannt. Damit entsteht zwischen den beiden Körpern eine mechanische Verbindung, die als starre Kopplung behandelt wird. Auch während dieser Phase beeinflusst die hydrodynamische Kopplung das Bewegungsverhalten.
3. Die Last hängt vollständig am Haken des Kranhalbtauchers, es besteht nur hydrodynamische Kopplung zwischen den Strukturen. Etwaige Pendelschwingungen der Last werden vernachlässigt. Die geänderten Systemparameter sind auf den Lasttransfer sowie das aktivierte Rapid-Ballast System zurückzuführen.

Einige Systemparameter in dieser Untersuchung sind geschätzt worden. Insbesondere Trägheitsradien und Gewichtsschwerpunkte sind aus der Annahme einer homogenen Massenverteilung der Strukturen entstanden. Obwohl die Ergebnisse deshalb einen qualitativen Charakter haben, konnte die Anwendbarkeit des Verfahrens zur Untersuchung von Mehrkörpersystemen und dem Einfluss der hydrodynamischen Kopplung auf das Bewegungsverhalten demonstriert werden.

Wesentliche Ergebnisse aus der Analyse von Mehrkörpersystemen sind:

- Die hydrodynamische Kopplung hat erheblichen Einfluss auf das Bewegungsverhalten der Strukturen im Mehrkörpersystem. Sie darf auf keinen Fall vernachlässigt werden, insbesondere wenn es um Operationen geht, deren kritische Grösse die Relativbewegungen sind.
- Bei Strukturen mit stark unterschiedlicher Verdrängung ist eine Positionierung der kleineren Struktur im 'Wellenschatten' der grösseren klar zu bevorzugen. In dieser Anordnung weist die kleinere Struktur, im Vergleich zur Einzelstruktur, ein deutlich abgeschwächtes Bewegungsverhalten auf. Die grosse Struktur wird von der hydrodynamischen Kopplung kaum beeinflusst. Somit kann eine Reduzierung der resultierenden Relativbewegungen erzielt werden.

- Eine seitliche Anordnung der Strukturen führt nur in Seegängen mit höheren Zero-upcrossing Perioden zu günstigeren Relativbewegungen, diese kommen aber wegen der zulässigen Grenzbedingungen für Offshorearbeiten nicht in Frage. Die bei dieser Anordnung induzierten Rollbewegungen des Halbtauchers und die Stampfbewegungen der Barge erschweren die Arbeiten zusätzlich.
- Die Änderungen im Bewegungsverhalten zwischen der ersten und dritten Hubphase werden durch die geänderten Systemparameter (Gewichtsschwerpunkte, Trägheitsradien, etc.) verursacht. Die zweite Hubphase ist neben der hydrodynamischen Kopplung durch eine mechanische Verbindung zwischen den Strukturen gekennzeichnet. Diese wird als starre Kopplung behandelt. Die Relativbewegungen verschwinden während dieser Phase, die kritische Grösse ist die vertikale Nock- bzw. Bargebewegung. Damit kann der Übergang von einer Hubphase in die nächste problematisch werden. Besonders kritisch ist der Übergang von der zweiten in die dritte Hubphase, da sich nach dem Abheben der Last das Bewegungsverhalten sehr schnell ändert.
- In den für Offshoreoperationen zulässigen Seegangsbedingungen dominiert die Bewegung der Barge die Relativbewegung. Diese Erkenntnis lässt den Schluss zu, dass sich mitunter die Verwendung einer grösseren, wenn auch teureren Barge, lohnt, da die Grenze für die zulässigen Seegänge nach oben verschoben werden kann.

Durch die Zeitbereichsanalysen wird deutlich, dass der Seegang durch die Strukturen erheblich gefiltert wird: Die Zero-upcrossing Periode der Antwort ist im Zeit- und vor allem im Frequenzbereich deutlich grösser als die eingehende Zero-upcrossing Periode des Seegangs. Simulationen des Bewegungsverhaltens sind in natürlichen Seegängen langer Dauer durchgeführt worden, um die Ergebnisse der Frequenzbereichsanalysen zu prüfen. Anschliessende Simulationen in Wellenpaketen sowie in irregulären Wellenzügen mit eingebetteten Extremwellen runden die Untersuchungen ab. Im folgenden sind die wichtigsten Erkenntnisse, die sich aus den Zeitsimulationen ergeben, zusammengefasst:

- Im Vergleich zu den Frequenzbereichsanalysen sind die im Zeitbereich berechneten Ergebnisse kleiner. Dies gilt in Seegängen mit Zero-upcrossing Perioden bis etwa  $T_0 \approx 7\text{s}$  und betrifft sowohl signifikante als auch maximale Bewegungen. Ein Grund hierfür ist die Zero-upcrossing Periode, die im Frequenzbereich höher geschätzt wird. Damit enthält das Antwortspektrum Komponenten mit niedrigeren Frequenzen, die höhere Bewegungsamplituden induzieren.
- Durch die Detailanalysen des Bewegungsverhaltens wird deutlich, dass viel mehr der Verlauf von Wellensequenzen denn die Wellenhöhen das Bewegungsverhalten beeinflussen. Zwei Wellengruppen mit ähnlichen Wellenhöhen verursachen gänzlich unterschiedliche Bewegungsverhalten. Grund hierfür sind niederfrequente Wellenkomponenten, die zu hohen Strukturantworten anregen.
- Extremwellen in den für Operationen zulässigen Seegängen scheinen für dieses System nicht gefährlich zu sein, solange sie keine Resonanz anregenden Komponenten enthalten. Zu beachten hierbei ist aber, dass Extremwellen nicht nur für das Bewegungsverhalten gefährlich sein können. Aufgrund der stossartigen, extrem hohen Belastungen, die sie beim Auftreffen auf eine Struktur verursachen, sind Schäden möglich, die einen Ausfall lebenswichtiger Systeme zur Folge haben können.

- Die Gegenüberstellung von Wellenverlauf und Strukturantwort zeigt, dass vor allem Folgen von mehreren langen Wellen hohe Relativbewegungen verursachen. Eine einzelne lange Welle bewirkt eine geringfügige Erhöhung der Antwort, diese klingt aber wieder ab. Erst eine weitere lange Welle im Anschluss an die erste regt zu hohen Bewegungen an.

## Nomenklatur

$\underline{A}$	Matrix der Koeffizienten der hydrodynamischen Massen
$\underline{B}$	Matrix der Potentialdämpfungskoeffizienten
$\underline{\mathcal{B}}$	Matrix der viskosen Dämpfungskoeffizienten
$\underline{C}$	Matrix der hydrostatischen Rückstellkoeffizienten
$\underline{\mathcal{C}}$	Matrix der dynamischen Rückstellkoeffizienten
$D$	Durchmesser von Strukturkomponenten
$\underline{F}$	Gesamtkräfte und -momente auf die benetzte Körperoberfläche
$\underline{F}_c$	hydrostatische Rückstellkraft
$\underline{F}_{err}$	Erregerkräfte und -momente
$\underline{F}_{err,a}$	Amplitudenvektor der Erregerkräfte und -momente
$\underline{F}_{ext}$	auf den Körper wirkende äussere Kräfte
$\underline{F}_{stat}$	hydrostatische Kräfte
$\underline{F}_{dyn}$	hydrodynamische Kräfte
$G(\underline{x}, \underline{\xi}, t)$	Greensche Funktion
$H(\omega)$	komplexe Übertragungsfunktion
$H_{im}$	maximale Wellenhöhe der $i$ -ten Registrierung
$H_{max}$	maximale Wellenhöhe
$H_{RMS}$	quadratischer Mittelwert der Wellenhöhen
$H_s$	signifikante Wellenhöhe
$H_{s,zul}(T_0)$	zulässige signifikante Wellenhöhe für eine gegebene Operation
$H_{33}$	kleinste der 33% höchsten Wellen
$K_i(t)$	Impulsantwortfunktion der Bewegung des $i$ -ten Freiheitsgrades
$K_{jk}(t)$	Radiationsimpulsantwortfunktion
$L$	Wellenlänge
$\underline{M}$	Massenmatrix
$M$	Anzahl der Körper im Mehrkörpersystem
$N$	Anzahl der Panels auf der diskretisierten Oberfläche
$N_A$	Anzahl der Bewegungszyklen
$N_E$	Anzahl der Elementarwellen
$N_r$	Anzahl der Registrierungen in einem Seegebiet
$N_w$	Anzahl der Wellen im Seegang während einer gegebenen Dauer
$N_E$	Anzahl der Elementarwellen
$P(H > H_1)$	Überschreitungswahrscheinlichkeit der Wellenhöhen
$R$	Radius
$S$	Oberfläche
$S_b$	Körperoberfläche
$S_B$	Meeresboden

---

$S_F$	freie Flüssigkeitsoberfläche
$S_\infty$	Begrenzungsfläche des Strömungsgebietes im Fernfeld
$S_{sl}$	Energiedichtespektrum der Antwort des $l$ -ten Freiheitsgrades
$S_\zeta$	Energiedichtespektrum des Seeganges, Seegangsspektrum
$T$	Impulsdauer
$T_0$	Zero-upcrossing Periode
$T_D$	Dauer eines Seegangszustandes, Beobachtungszeitraum
$V$	Strömungsgebiet
$a_{ij}$	Koeffizienten der hydrodynamischen Massenkraft
$b_{ij}$	Koeffizienten der Potentialdämpfungen
$d$	Wassertiefe
$f(t)$	Eingangssignal
$f(t)$	Ausgangssignal
$g$	Gravitationskonstante
$h(t)$	Impulsantwortfunktion
$h_T(t)$	Systemantwort auf Rechteckimpuls
$i$	imaginäre Einheit
$k$	Wellenzahl
$m_0$	Fläche unter dem Seegangsspektrum bzw. nulltes Moment
$m_{0i}$	Fläche unter dem Antwortspektrum bzw. nulltes Moment
$m_i$	$i$ -tes Moment eines Spektrum
$m_L$	Lastmasse
$\underline{n}$	Normalenvektor
$\underline{n}^*$	generalisierter Normalenvektor
$p$	Druck
$\underline{r}_b$	Ortsvektor auf Körperoberfläche, $\underline{r}_b = (x, y, z)$
$\underline{r}_N$	Ortsvektor der Krannock, $\underline{r}_N = (x_N, y_N, z_N)$
$\underline{s}$	Vektor der Translations- und Rotationsbewegungen der Körper
$\underline{s}_a$	Vektor der Amplituden der Körperbewegungen
$s_{ia}$	Amplitude der $i$ -ten Bewegung
$\dot{\underline{s}}$	Vektor der Körpergeschwindigkeiten
$\ddot{\underline{s}}$	Vektor der Körperbeschleunigungen
$\underline{s}_N$	Bewegung der Krannock, $\underline{s}_N = (s_{N1}, s_{N2}, s_{N3})$
$\underline{s}_R$	Vektor der Rotationsbewegungen, $\underline{s}_R = (s_4, s_5, s_6)$
$\underline{s}_T$	Vektor der Translationsbewegungen, $\underline{s}_T = (s_1, s_2, s_3)$
$s_i(t)$	Registrierung der Bewegung des $i$ -ten Freiheitsgrades
$s_{rel3}$	vertikale Relativbewegung
$s_T(t)$	Rechteckimpuls
$s_{vert}$	vertikale Bargebewegung

---

$(2s_{ia})_s$	signifikante Doppelamplitude der $i$ -ten Bewegung
$(2s_{ia})_{s,zul}$	zulässige signifikante Doppelamplitude der $i$ -ten Bewegung
$(2s_{ia})_{max}$	maximale Doppelamplitude der $i$ -ten Bewegung
$(2s_{ia})_{max,zul}$	zulässige maximale Doppelamplitude der $i$ -ten Bewegung
$t$	Zeit
$\underline{x}$	Aufpunkt, Kontrollpunkt, $\underline{x} = (x_1, x_2, x_3)$
$x, y, z$	Achsen des kartesischen Körperkoordinatensystems
$\Delta$	Laplace-Operator
$\underline{\xi}$	Quellpunkt
$\phi$	Gesamtgeschwindigkeitspotential
$\phi_0$	Potential des Initialwellenfeldes
$\phi_7$	Potential des Diffraktionswellenfeldes
$\phi_D$	Gesamtdiffraktionspotential $\phi_D = \phi_0 + \phi_7$
$\phi_j$	Potential des $j$ -ten Radiationswellenfeldes
$\Phi_R(H)$	Wahrscheinlichkeitsverteilung der Wellenhöhen
$\alpha$	zufällige Phasenverschiebung der Elementarwellen
$\beta$	Welleneinfallswinkel
$\gamma$	Phasenverschiebung der Erregerkraft
$\delta$	Phasenverschiebung der Elementarwellen
$\delta(t)$	Deltafunktion
$\varepsilon$	Phasenverschiebung der Bewegung
$\varepsilon$	Bandbreitenparameter
$\zeta_a$	Wellenamplitude
$\zeta(x, t)$	orts- und zeitabhängige Wasserspiegelauslenkung
$\rho$	Fluidichte
$\phi_l$	Körperradiationspotential
$\phi_{H_{max}}(H)$	Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der maximalen Wellenhöhen
$\phi_R(H)$	Rayleighverteilung der Wellenhöhen
$\tau$	Zeitvariable
$\omega$	Wellenkreisfrequenz



## Literatur

- Abramowitz, M. and Stegun, I. (1964). *Handbook of Mathematical Functions*. Dover Press, New York.
- Bendat, J. and Piersol, A. (1986). *Random Data*. Wiley Interscience, New York, 2<sup>nd</sup> edition.
- Birk, L. (1998). *Hydrodynamic Shape Optimization of Offshore Structures*. PhD thesis, Technische Universität Berlin (D83), Berlin.
- Bronstein, I., Semendjajew, K., and Musiol, G. (1995). *Taschenbuch der Mathematik*. G. Grosche & V. Ziegler, 2. edition.
- Cartwright, D. and Longuet-Higgins, M. (1956). The statistical distribution of the maxima of a random function. In *Proc. Royal Society*, pages p.212–232. A237 (1209).
- Chakrabarti, S. (1987). *Hydrodynamics of Offshore Structures*. ISBN 0-905451-66-X. Springer Verlag, Computational Mechanics Publications Southampton.
- Clauss, G. and Birk, L. (1996). Hydrodynamic shape optimization of large offshore structures. *Applied Ocean Research*, 18(4):157–171.
- Clauss, G. and Jacobsen, K. (2004). Hydrodynamische Kopplung von Mehrkörpersystemen im See-gang. In 99. *Hauptversammlung der Schiffbautechnischen Gesellschaft*, Hamburg, Germany.
- Clauss, G., Lehmann, E., and Östergaard, C. (1988). *Meerestechnische Konstruktionen*. ISBN 3-540-18964-5. Springer Verlag, Berlin.
- Clauss, G., Lehmann, E., and Östergaard, C. (1992). *Offshore Structures*, volume 1: Conceptual Design and Hydrodynamics. Springer Verlag London.
- Clauss, G., Lehmann, E., and Östergaard, C. (1994). *Offshore Structures*, volume 2: Strength and Safety for Structural Design. Springer Verlag London.
- Clauss, G., Riekert, T., and Coppens, I. (1990). Einsatzgrenzen großer Offshore-Schwimmkrane. In *Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft* 84, page 412ff.
- Clauss, G., Schmittner, C., and Stutz, K. (2002). Time-domain Investigation of a Semisubmersible in Rogue Waves. In *OMAE 2002 - 21<sup>st</sup> Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, Oslo, Norway. OMAE2002-28450.
- Clauss, G., Schmittner, C., and Stutz, K. (2003). Freak wave impact on semisubmersibles - time-domain analysis of motions and forces. In *ISOPE 2003 - 13<sup>th</sup> International Offshore and Polar Engineering Conference*, Honolulu, Hawaii, USA. ISOPE2003-JSC-371.
- Clauss, G. and Stutz, K. (2002). Interaction of coupled floating structures in waves. In *Proceedings of the 12<sup>th</sup> International Offshore and Polar Engineering Conference*, Kita Kyushu, Japan. ISOPE, Cupertino, California.
- Clauss, G., Stutz, K., and Schmittner, C. (2004). Rogue wave impact on offshore structures. In *Offshore Technology Conference*, Houston, USA. OTC 16180.

- Cummins, W. (1962). The impulse response function and ship motions. *Schiffstechnik*, 9(47):101–109.
- Faltinsen, O. and Michelsen, F. (1974). Motions of large structures in waves at zero Froude number. In *Proc. International Symposium on the Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves*, pages 91–106, London, UK.
- Faulkner, D. (2003). Freak Waves. *Navigation News*.
- Grafoner, P. (1989). Ballastautomatik für das größte Kranschiff der Welt. *Schiff & Hafen / Kommandobrücke*, (5).
- Hapel, K.-H. (1990). *Festigkeitsanalyse dynamisch beanspruchter Offshore-Konstruktionen*. ISBN 3-528-06368-8. Vieweg, Berlin.
- Haver, S. and Anderson, O. (2000). Freak Waves: Rare Realization of a Typical Population or Typical Realization of a Rare Population? In *Proceedings of the Tenth International Offshore and Polar Engineering Conference*, pages 123–130. ISOPE, Seattle, USA.
- Kokkinowrachos, K., Mitzlaff, A., and Zibell, H. (1986). Verhalten von Mehrkörpersystemen bei Operationen im Meer. In *Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft* 80, pages 341–364.
- Korsmeyer, F., Bingham, H., and Newman, J. (1999). *TiMIT- A panel-method program for transient wave-body interactions*. Research Laboratory of Electronics, Massachusetts Institute of Technology.
- Korsmeyer, F., Lee, C.-H., Newman, J., and Sclavounos, P. (1988). The analysis of wave interactions with tension leg platforms. In *Proc. of Int. Conf. on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE '88)*, Houston, USA.
- Lee, C.-H. and Newman, J. (1998). An assessment of hydroelasticity for very large hinged vessels. In *Proc. of 2<sup>nd</sup> International Conference on Hydroelasticity in Marine Technology*, pages 27–36, Kyushu, Japan.
- Løken, A. (1981). Hydrodynamic interaction between several floating bodies of arbitrary form in waves. In *International Symposium on Hydrodynamics in Ocean Engineering*, pages 745–779, Trondheim, Norway.
- Longuet-Higgins, M. (1952). On the statistical distribution of the heights of sea waves. *Journal of Marine Research*, Vol. 9:245–266.
- Maksoud, J. (2004). Pushing the boundaries - Heerema sets heavy lift record in the Gulf of Mexico. *Offshore*, pages 51–53.
- Mei, C. (1989). *The applied dynamics of ocean surface waves*, volume 1 of *Advanced Series on Ocean Engineering*. World Scientific, 2 edition.
- Mori, N., Yasuda, T., and Nakayama, S. (2000). Statistical Properties of Freak Waves Observed in the Sea of Japan. In *Proceedings of the 10th International Offshore and Polar Engineering Conference (ISOPE)*, volume 3, pages 109–122, Seattle, Washington, USA.

- Morison, J., O'Brian, M., Johnson, J., and Schaaf, S. (1950). The force exerted by surface waves on piles. *Pet. Trans. AIME*, 189(T.P. 2846):149–157.
- Newman, J. (1977). *Marine Hydrodynamics*. The MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- Newman, J. (2001). Wave Effects on Multiple Bodies. In *Hydrodynamics in Ship and Ocean Engineering, RIAM*, pages 3–26, Kyushu University, Kyushu, Japan.
- Newman, J. and Lee, C.-H. (2001). Boundary-element methods in offshore structure analysis. In *OMAE 2001 - 20th Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, Rio de Janeiro.
- Nickerson (1993). Freak waves! *Mariners Weather Log, NOAA*, 37(4):14–19.
- Ohkusu, M. (1969). On the heaving motion of two circular cylinders on the surface of a fluid. In *Reports of Research Institute for Applied Mechanics*, volume XVII, no. 58, pages 167–185.
- Ohkusu, M. (1974). Hydrodynamic forces on multiple cylinders in waves. In *Int. Symposium on the dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves*, pages 107–112, London.
- Ohkusu, M. (1976). Ship motions in vicinity of a structure. In *Proceedings of 1<sup>st</sup> International Conference on the Behaviour of Offshore Structures (BOSS'76)*, volume 1, pages 284–306, Trondheim, Norway.
- Pierson, W. and Moskowitz, L. (1964). A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity of S.A. Kitagorodskii. *Journal of Geophysical Research*, 69(2).
- Rice, S. (1944a). Mathematical analysis of random noise. *Bell System Tech. Journal*, (23):228–332.
- Rice, S. (1944b). Mathematical analysis of random noise. *Bell System Tech. Journal*, (25):46–156.
- Riekert, T. (1992). *Die Dynamik von Schwimmkränen mit hängender Last*. PhD thesis, Technische Universität Berlin (D 83), ISBN 3-89249-140-2, Verlag René F. Wilfer, Spardorf.
- Stutz, K. (1998). Demontage der Brent SPAR – Analyse des Seegangsverhaltens des gekoppelten Systems von Katamaran und Plattform. Master's thesis, Technische Universität Berlin (D83), Berlin.
- van Oortmerssen, G. (1979). Hydrodynamic interaction between two structures, floating in waves. In *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International Conference on Offshore Structures (BOSS'79)*, pages 339–356, London.
- WAMIT (1994). *WAMIT Version 5.2 – A Radiation-Diffraction Panel Program For Wave-Body Interactions*. Department of Ocean Engineering, MIT. Userguide.
- Wehausen, J. and Laitone, E. (1960). *Surface Waves. Encyclopedia of Physics*, volume IX, pp. 446–778 of *Fluid Dynamics III*. Springer Verlag Berlin. Edited by S. Flügge.
- Wolfram, J., Linfoot, B., and Stansell, P. (2000). Long- and short-term extreme wave statistics in the North Sea: 1994–1998. In *Proceedings of Rogue Waves 2000*, pages 363–372, Brest, FRANCE.
- Zhu, X. (1994). Irregular frequency removal from the boundary integral equation for the wave-body problem. Master's thesis, Dept. of Ocean Eng., MIT.